



Perspectives nouvelles pour l'optique atomique en jets : Interaction de van der Waals-Zeeman et milieux d'indice négatif pour les ondes de matière

Mehdi Hamamda

► To cite this version:

Mehdi Hamamda. Perspectives nouvelles pour l'optique atomique en jets : Interaction de van der Waals-Zeeman et milieux d'indice négatif pour les ondes de matière. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2011. Français. NNT : . tel-00632807

HAL Id: tel-00632807

<https://theses.hal.science/tel-00632807>

Submitted on 15 Oct 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris-Nord
Institut Galilée
Laboratoire de Physique des Lasers

THÈSE
en Sciences Physiques
présentée à l'Université Paris 13
par

Mehdi HAMAMDA

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

**Perspectives nouvelles pour l'optique atomique en jets :
Interaction de van der Waals-Zeeman et milieux d'indice
négatif pour les ondes de matière.**

Soutenue publiquement le 1^{er} juillet 2011 devant le jury composé de :

Ennio	ARIMONDO	Examineur
Jacques	BAUDON	Membre invité
Christian	BORDAS	Examineur
Martial	DUCLOY	Examineur
Patrice	FERON	Rapporteur
Michèle	LEDUC	Présidente du jury
Francisco	PERALES	Directeur de thèse
Franck	PEREIRA DOS SANTOS	Rapporteur

Remerciements

Cette thèse a autant changé l'homme que le scientifique en moi. Les personnes que j'ai côtoyées ont fait de moi un être meilleur. Les chercheurs avec lesquels j'ai travaillé m'ont aidé à repousser mes limites intellectuelles et à me perfectionner sans cesse.

Je souhaite naturellement adresser mes premiers remerciements à Francisco Perales et Jacques Baudon, mes deux directeurs de thèse. Je leur suis reconnaissant de m'avoir pris dans leur équipe et mesure à sa juste valeur la chance qu'ils m'ont donnée. Merci à Jacques, un homme de savoir au grand cœur. Francisco a pour lui la qualité de la tolérance et de la serviabilité en plus de ses compétences scientifiques. J'ai eu la chance d'avoir des directeurs de thèse préoccupés par mon évolution, toujours à mon écoute et disponibles pour me dispenser des conseils et des idées subtiles.

Ma gratitude va à Charles Desfrancois qui m'a accueilli dans son unité et a facilité mon parcours personnel et professionnel. Je remercie aussi tous les membres du laboratoire, auprès desquels je me suis enrichi de connaissances et d'idées.

Ma reconnaissance va également aux autres membres de l'équipe IOA qui, chacun à sa manière, m'a appris quelque chose sur le plan scientifique mais aussi humain. Gabriel Dutier, a toujours été présent sur le plan expérimental et a toujours gardé son esprit d'analyse même dans les pires moments. Je lui souhaite bon courage pour sa thèse HDR à venir. Merci à Valja Bockvarski pour avoir mis à ma disposition toute son expérience sur les manip IOA mais aussi ses savoirs teintés de sagesse au fil des conversations sur la morphologie de la physique... Martial Ducloy m'a fait pleinement profiter de ses connaissances sur les interactions de van der Waals. Merci à Marie-Pascale Gorza pour m'avoir expliqué et accompagné, crayon en main, pour les calculs de l'interaction vdW. Merci à Mohamed Boustimi, ancien doctorant de l'équipe et pionnier du vdW inélastique pour m'avoir encouragé et dispensé ses conseils éclairés. Je remercie aussi Jean-Kristophe Karam, Jules Grucker et Constantin Mainos pour leurs travaux et leur sympathie. Je souhaite bon courage à Thierry Taillandier-Loize pour sa thèse qui débute et qui va être un formidable défi expérimental et intellectuel.

Ma gratitude va également à Franck Pereira Dos Santos et Patrice Féron qui ont tous deux accepté sans hésitation d'être les rapporteurs de mon manuscrit. Leurs remarques et commentaires ont été d'une grande stimulation scientifique. Mes sincères remerciements vont à Michèle Leduc pour avoir consenti à présider le jury de ma thèse, à Ennio Arimondo et à Christian Bordas pour avoir examiné ce texte et apporté un regard très constructif tant sur le fond que sur la forme.

Je me tourne maintenant vers toutes les personnes de la vie du laboratoire qui ont facilité mon travail. Martine Alsters, Nathalie Froger (partie depuis vers d'autres horizons) et Solen Guezennec ont toutes les trois facilité grandement, toujours avec le sourire, le côté administratif de la vie du laboratoire. Merci à Albert Kaladjian, grâce à la dextérité duquel les pièces nécessaires à la refonte quasi totale de l'expérience Christine ont été réalisées avec brio. Toute ma gratitude va aussi à Thierry Billeton qui a toujours été disponible et très méticuleux dans son travail. Il a été d'une efficacité exemplaire dans la réalisation des trois miroirs en or permettant le renvoi du laser. Dejan Kocic et Marc Barbier ont été d'une aide précieuse dans la mise en place du

système de commande temps réel de comptage *via* le réseau internet. Je remercie aussi Fabrice Wiotte et Julien De Lapeyre De Bellair (appelé depuis à exercer d'autres responsabilités), pour leur travail formidable au sein de l'atelier d'électronique. Un grand merci à Achim Czach qui après avoir installé le détecteur à lignes à retard avec la participation de Sven Schoessler, que je remercie également, a assuré un suivi formidable du point de vue software. C'est grâce à l'efficacité et au sérieux d'Achim que la réalisation des expériences de diffraction inélastique a été possible.

Je remercie aussi les gens qui m'ont offert l'opportunité d'enseigner. Merci à Jocelyn Achard qui, le premier, m'a permis d'appréhender le métier d'enseignant à travers les TP d'Electronique et d'optique ondulatoire à l'IUT de Saint-Denis. Je lui suis gré, ainsi qu'à Isabelle Maurin, de m'avoir témoigné tant de confiance en me chargeant du cours magistral d'optronique de deuxième année. Je remercie aussi Francisco Perales pour m'avoir donné l'occasion de le seconder en dispensant les travaux dirigés d'énergie de L1 et d'électromagnétisme de L2 et à l'institut Galilée. Merci aussi à Laurent Vernac, rigoureux comme personne concernant le savoir à transmettre, pour m'avoir fait l'honneur de travailler avec lui en travaux dirigés de Mécanique Quantique Bases en L3. Pour finir, l'irremplaçable Paolo Pedri que je place délibérément ici, entre collègues et proches. Je le remercie de son aide pour les enseignements, dans mon travail sur la simulation Monte-Carlo, et le temps passé à m'écouter lors des intempéries de la vie auxquelles j'ai fait face. Merci du fond du cœur.

Pour finir, je dédie ce travail à mon défunt père, décédé récemment. Puisse ce travail résonner dans l'éternité de son âme comme il résonne dans les méandres de mon esprit. Ce travail est le sien, lui qui m'a toujours poussé, encouragé à m'élever intellectuellement, à apprendre sans cesse et à transmettre ce savoir qu'il savait si bien dispenser comme enseignant.

Quelques mots supplémentaires, pour remercier et dédier ce travail à mes proches. Tout d'abord, ma bien aimée compagne, avec laquelle j'avance dans la vie, et qui n'a eu de cesse de m'encourager et me soutenir dans les bons moments comme dans les plus terribles. Ma mère qui m'a élevé dans le respect et l'amour du savoir, merci à elle de m'avoir donné cette envie de m'instruire sans cesse et ce besoin de tout intellectualiser à travers nos discussions sans fin. Ma sœur bien sûr, qui m'a soutenu à bout de bras pendant mes débuts universitaires, à ses enfants à qui je souhaite une carrière brillante. Merci à ma tante Farida pour ses encouragements et son aide indéfectible avant et après ma soutenance de thèse, elle m'a rendu ces moments plus soutenables. Pour finir, je remercie mon meilleur ami, Régis. Nous nous sommes construits intellectuellement ensemble, ce qui n'était pas gagné d'avance...

Cette thèse n'est pas que mienne, c'est celle de toutes ces personnes que j'ai évoquées plus haut, et probablement toutes celles que j'ai croisées au détour des sentiers de la vie, qui m'ont marqué, transformé. J'espère n'avoir oublié personne et je le regrette si c'est le cas. A toutes ces personnes que j'ai oubliées je dis un « merci général ». Je finis enfin par ces quelques mots authentiques de François Rabelais :

« Science sans conscience n'est que ruine de l'âme »

Table des matières

Introduction	7
1 Dispositif Experimental	11
1.1 Introduction	11
1.2 Présentation du dispositif expérimental	11
1.3 Production du jet supersonique d'atomes métastables	15
1.3.1 Performances de la cathode à oxyde	18
1.4 Ralentissement d'atomes d'argon métastables	21
1.5 Méthodes de détection	28
1.5.1 Mesures de temps de vol par channeltron	28
1.5.2 Temps de vol et imagerie par détecteur à lignes à retard	30
2 Caractérisation du jet supersonique d'atomes lents	39
2.1 Modélisation du jet supersonique lent	39
2.1.1 Propagation libre avant absorption	41
2.1.2 Emission spontanée	46
2.2 Résultats théoriques et expérimentaux	49
2.2.1 Imagerie 2D du jet supersonique d'Ar* ralenti	52
2.2.2 Effet d'une source étendue	55
2.2.3 Dépeuplement central et effet de l'intensité laser	58
2.2.4 Conclusion	65
3 Interaction de van der Waals-Zeeman	67
3.1 Contexte théorique global	67
3.2 Principe et configuration expérimentale	69
3.3 Modélisation et données expérimentales	74
3.3.1 Partie scalaire	74
3.3.2 Partie quadrupolaire : Traitement théorique	79
3.3.3 Partie quadrupolaire : Traitement expérimental	84
3.4 Conclusion	93

4 Milieux d'indice négatif pour l'optique atomique	95
4.1 Matériaux d'indice négatif en optique lumineuse	95
4.2 Milieux d'indice négatif en optique atomique	96
4.3 Les potentiels comobiles	97
4.4 Evolution d'une onde de matière dans un potentiel comobile	98
4.5 Résultats numériques	102
4.5.1 Effet de réfraction négative	102
4.5.2 Méta-lentilles atomiques et refocalisation micrométrique	104
4.5.3 Compression de la largeur du paquet d'onde	106
4.6 Evolution d'une onde évanescente de matière	111
4.7 Conclusion	119
Conclusion générale	121

Annexes

A Calcul théorique des constantes C_3 et η	125
A.1 Calculs théoriques des constantes C_3 et η	125
A.2 Calcul théorique de C_3 et η à partir des données spectroscopiques . . .	127
A.3 Quelques éléments de calcul	129
A.3.1 Calcul de $\langle \tau; j, m' [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(k)} \tau; j, m \rangle$	129
B Définition de l'indice du milieu	133
B.1 Définition de l'indice dans le cas d'un potentiel comobile	133
B.2 Définition de l'indice dans le cas d'une barrière de potentiel	136

Bibliographie	139
----------------------	------------

Introduction

Depuis le début du vingtième siècle, les interactions atome-surface et molécule-surface ont connu des progrès conséquents grâce aux avancées technologiques dans les procédés de fabrication de réseaux en transmission micro ou nano-structués. C'est en 1948 que Casimir et Polder ont montré que les atomes neutres subissent, au voisinage d'une surface, deux types de potentiels attractifs de portée finie ou infinie [1]. Le potentiel de portée finie domine en z^{-3} (z étant la distance atome surface) à des distances atome-surface de quelques dizaines de nanomètres ; Cette interaction est dite de *London-van der Waals*. La seconde, infinie, dénommée interaction de *Casimir-Polder*, est en z^{-4} et domine à la centaine de nanomètres. Plusieurs expériences autour de l'interaction de Casimir-Polder ont été menées comme la mesure de la force de l'interaction par Sukenik *et al* [2] *via* la mesure de la déflexion d'atomes de sodium au fondamental par une micro-cavité ou encore l'observation de la réflexion spéculaire d'atomes de néon métastables par une surface (F. Shimizu [3]).

Dans le cas de l'interaction de van der Waals deux effets peuvent être mis en évidence. Le premier effet, dit de *diffraction élastique*, a été étudié par l'équipe IOA [4] mais aussi par d'autres équipes comme celle de J.P Toennies [5] et plus récemment par J. Vigué [6]. Dans le cas des expériences menées par l'équipe IOA, le point intéressant réside dans l'utilisation d'un jet supersonique (dit *superfin*) de faible ouverture angulaire (inférieure à 1mrad) et de faible dispersion relative de vitesses (quelques pourcents). La figure de diffraction élastique de ce jet d'atomes métastables Ar* a permis de déterminer la constante de van der Waals de l'interaction argon métastable/nitride de silicium, $C_3 = 1.83$ u.a. Le second effet, dit de *diffraction inélastique* a été observé pour la première fois par l'équipe IOA. Son étude a été initiée sur une idée de Martial Ducloy selon laquelle le potentiel van der Waals pouvait avoir un comportement non-scalaire qui permet de coupler des niveaux de structure fine d'un atome lorsqu'il est très proche de la surface. Ces couplages, induisent des transitions dites de van der Waals quadrupolaires entre ces niveaux atomiques. Ces transitions ont été observées entre les états 3P_0 et 3P_2 de l'atome d'argon et de krypton. Deux types de transition sont possibles : les transitions *endoénergétiques* ou *exoénergétiques*. La transition exoénergétique provoque le passage de l'état atomique 3P_0 (niveau haut) à l'état 3P_2 avec une perte d'énergie

potentielle $\Delta E = 175\text{meV}$ pour l'argon et 650meV pour le krypton. La conservation de l'énergie totale implique une augmentation de l'énergie cinétique. L'interaction vdW n'agissant que selon la normale à la surface, il s'ensuit que la composante longitudinale (*i.e.* parallèle à la surface) de l'impulsion de l'atome est conservée. De la conservation de cette composante et de la nécessité d'augmentation de l'énergie cinétique, on déduit que la composante normale de l'impulsion augmente. Ceci se traduit naturellement par une déflexion de l'atome vers l'extérieur de la surface, ce qui vaut à l'interaction vdW non scalaire le nom de *van der Waals répulsif*. L'anisotropie de l'atome joue un rôle important dans le processus. En effet, comme le potentiel van der Waals n'agit que selon l'axe normal à la surface, le degré d'anisotropie de l'atome joue un rôle prépondérant. Il s'ensuit que les atomes de krypton sont plus susceptibles de subir l'interaction que les atomes d'argon. Le néon, qui est un atome quasi-scalaire subit très peu cette partie quadrupolaire du potentiel van der Waals. Au vu des énergies en jeu ($\Delta E = 175\text{meV}$ pour l'argon métastable) l'angle de déflexion observé est considérable, il est de l'ordre de 60° dans le cas de l'argon [7, 8].

Une deuxième mise en évidence de la contribution quadrupolaire du potentiel de van der Waals repose sur l'étude des différents couplages possibles entre les niveaux de la structure Zeeman. Pour y parvenir, il convient de lever la dégénérescence sur les niveaux de structure magnétique en introduisant un champ magnétique statique dont la direction forme un angle non nul avec la normale à la surface. Dans le cas où la période de Larmor du spin atomique est très grande en comparaison du temps d'interaction entre l'atome et la surface, on peut montrer que la dégénérescence des sous niveaux Zeeman étant levée, le potentiel van der Waals induit des transitions dites de *van der Waals-Zeeman* entre niveaux magnétiques du niveau métastable 3P_2 . Dans le cas de transitions exoénergétiques $m_i \rightarrow m_f$ (m étant le nombre quantique magnétique et $m_i > m_f$), le même raisonnement permet de montrer que les angles de déflexion sont de l'ordre de la dizaine de milliradians. L'observation de tels angles de déflexion est rendue possible par l'utilisation d'un jet superfin d'atomes métastables. Ce dernier a permis à l'équipe IOA d'observer les transitions van der Waals-Zeeman pour la première fois en 2006. Elles ont été mises en évidence par l'envoi d'un jet de néon métastable 3P_2 sur un réseau en cuivre de période $70\mu\text{m}$ et d'une transmission d'environ 30% [9].

Une grande partie de cette thèse traite de ce premier thème des interactions atomes-surface. Il s'articule autour de l'étude des transitions de van der Waals - Zeeman et leur mise en évidence pour différentes espèces atomiques (Ne^* , Ar^* , Kr^*) mais aussi pour différentes vitesses d'un même atome (Ar^*). Les expériences sont menées sur un réseau nanométrique en or, à travers lequel on fait diffracter un jet d'atomes ralentis ou non. Ceci a nécessité un important travail préliminaire.

Dans le premier chapitre, nous exposons brièvement notre technique expérimentale de production d'un jet d'atomes d'argon métastables ralenti. Il est obtenu par le ralentissement Zeeman d'un jet supersonique de grande brillance, d'ouverture angulaire inférieure au milliradian et dont la dispersion relative des vitesses est de quelques pourcents. La faible divergence du jet ralenti -en comparaison avec des sources atomiques effusives- associée aux flux considérables de la source initiale permet d'obtenir des flux suffisamment importants pour faire des expériences à faibles signaux sans collimation

du jet lent. La méthodologie expérimentale suivie par notre équipe consiste à utiliser des méthodes de détection à très faible bruit d'obscurité et une source de production des métastables très efficace. Le jet initial peut fournir des flux pouvant atteindre quelques 10^8 atomes par seconde qui, après ralentissement, permettent d'avoir des flux localisés de plusieurs centaines d'atomes lents par seconde. Ces flux permettent de mener à terme des expériences à très faible taux de comptage comme les expériences de diffraction quantique inélastique (transitions vdW-Zeeman) pour des atomes ralentis.

Le second chapitre traite numériquement et expérimentalement les différentes problématiques du ralentissement du jet d'argon métastable dans notre configuration expérimentale. Une bonne maîtrise théorique de la dynamique interne du jet ralenti permet de l'utiliser au mieux et d'extraire un maximum d'informations utiles pour les expériences d'optique atomique cohérente. Une méthode Monte-Carlo et une imagerie inutilisée jusqu'à présent pour ce type d'application ont montré des effets liés à l'intensité du faisceau laser de ralentissement. La méthode Monte-Carlo est une approche permettant de calculer les positions et les vitesses pas à pas, ce qui est très utile pour explorer des effets de bords éventuels liés aux contraintes imposées par le ralentisseur Zeeman que nous utilisons. Dans le cadre expérimental, un système d'imagerie basé sur un détecteur à lignes à retard, permet de mettre en évidence une structure assez particulière du jet atomique ralenti.

Le troisième chapitre traite théoriquement et expérimentalement de la diffraction inélastique d'atomes près d'une surface en présence d'un champ magnétique (transitions van der Waals-Zeeman). Les atomes qui s'approchent à moins de 10 nm de la surface subissent une transition entre niveaux de structure Zeeman et sont déviés de quelques dizaines de milliradians par rapport à leur trajectoire initiale. Ces transitions permettent entre autres la création d'une séparatrice atomique modulable en vitesse et en champ magnétique. Nous avons utilisé le jet d'argon métastable ralenti pour étudier l'évolution de la portée de l'interaction ainsi que sa probabilité en fonction de la vitesse des atomes incidents. Par ailleurs, il est intéressant d'étudier l'évolution de ces mêmes paramètres en fonction de l'anisotropie de l'atome (*i.e.* de l'importance de la partie quadrupolaire par rapport à la partie scalaire). Nous avons réitéré les expériences pour des atomes de néon et de krypton. Nous montrons ainsi qu'il est possible de sonder l'interaction atome-surface en deçà de 10 nm avec une résolution de 2 à 3 nanomètres. Grâce à la portée de l'interaction, on peut remonter de façon indirecte à la constante quadrupolaire de l'atome utilisé et la comparer aux valeurs estimées théoriquement. Notons que l'observation de la diffraction élastique, toujours présente, donne accès à la constante C_3 caractérisant la partie scalaire de l'interaction.

Le second thème traité dans cette thèse aborde la modification de la vitesse de groupe (et par la même occasion l'inversion éventuelle du flux de densité de probabilité) d'un paquet d'onde atomique dans des milieux d'indice négatif. En effet, la question de la faisabilité du changement d'indice optique pour les ondes de matière s'est longtemps posée. La différence entre optique lumineuse et optique de matière est évidente (masse de la particule, dispersion du vide... etc), mais il est possible de trouver des liens entre ces deux domaines et d'introduire un pendant atomique aux *métamatériaux* ou

matériaux main gauche d'indice négatif en optique lumineuse. Dans son modèle de lentille parfaite (ou superlentille), J. B. Pendry [10] propose de faire traverser à la lumière une lame d'un milieu présentant une permittivité et une perméabilité négatives : $\epsilon = -1$ et $\mu = -1$. Ceci a pour effet de renverser la vitesse de phase par rapport à la vitesse de groupe, créant ainsi un milieu d'indice négatif $n = -(\epsilon\mu)^{1/2} = -1$. Le matériau d'indice négatif en optique lumineuse est constitué d'une assemblée de micro- ou nano-diffuseurs dont la taille est bien inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente. C'est la taille de ces nano-centres, associée à leur forme et leur disposition, qui « fabrique » un effet de matériau d'indice négatif. Du point de vue de l'optique des ondes de matière, un potentiel extérieur (magnétique ou lumineux) équivaut à un indice optique. Dans un potentiel dit *comobile*, cet indice peut devenir transitoirement négatif. Ceci peut être provoqué par l'inversion de la vitesse de groupe par rapport à la vitesse de phase, du fait de l'accumulation d'un fort déphasage donnant lieu à des phénomènes jusque là réservés aux seuls métamatériaux de l'optique lumineuse (méta-lentilles atomiques, rétrécissement de la largeur du paquet d'onde, localisation spatiale d'une onde évanescence le long d'une barrière de potentiel...etc).

Ce domaine, initié par le groupe IOA en 2009, est abordé dans le dernier chapitre de ce travail. Il traite tout d'abord de l'introduction théorique des milieux d'indice négatif pour les ondes de matière. Ce type de milieux repose sur l'utilisation de potentiels dits *comobiles*, introduits par le groupe IOA dans les années 2000. Moyennant des conditions « pratiques » sur le potentiel, on montre analytiquement que le phénomène d'indice négatif se déduit naturellement de la condition de phase stationnaire et des équations du mouvement du centre du paquet d'onde atomique. Si l'on s'attache à étudier le déphasage subi par un vecteur d'onde proche du vecteur central du paquet d'onde, on montre qu'il se produit un rétrécissement transitoire du paquet d'onde, dans ce qu'on pourrait appeler un « renversement temporel ». Pour finir, nous traitons le confinement d'ondes évanescences et semi-évanescences de matière -par des potentiels comobiles- à l'interface d'une barrière de potentiel statique. L'évolution de ces ondes dans un milieu d'indice négatif a pour effet une localisation de l'onde sur des épaisseurs de quelques micro-mètres au niveau de l'interface formée par la barrière de potentiel.

Chapitre 1

Dispositif expérimental

1.1 Introduction

Le dispositif expérimental qui nous a permis d'observer les transitions vdW-Z est le résultat de l'évolution opérée sur quelques années d'une configuration expérimentale historique. Celle-ci se décomposait en une enceinte de production du jet supersonique d'atomes métastables, et une enceinte dans laquelle avaient lieu les expériences de collision (le « cube »). Ce dernier permettait entre autre de faire des expériences de collisions en jets croisés et étudier les sections efficaces différentielles. Pour pouvoir étudier le ralentissement Zeeman et faire des expériences d'optique atomique, l'équipe a utilisé un des axes du cube pour prolonger le dispositif par une enceinte de détection l'ensemble étant pompé par des pompes à diffusion. Les expériences d'atomes lents, requièrent un dispositif expérimental « propre ». C'est la raison pour laquelle nous avons apporté des modifications à cette configuration.

1.2 Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental se décompose en quatre parties (voir figure (1.1)). La première zone est celle de la production du jet supersonique d'atomes métastables. Elle se décompose en une partie, dite « jet supersonique », dédiée à la production du jet supersonique et une seconde, dite « source », comprenant le canon à électrons qui permet de produire les atomes métastables par bombardement électronique. La seconde zone est le cube. Dans cette enceinte, on trouve une table optique mobile sur laquelle on a disposé 3 diaphragmes de diamètres différents (3mm, 300 μ m, et 100 μ m) et un miroir de renvoi. Les diaphragmes permettent de prélever spatialement une partie du jet supersonique d'atomes métastables. Le miroir de renvoi permet de réfléchir un laser Helium-Neon qui simule l'axe du jet supersonique. Ce laser est indispensable pour aligner grossièrement le laser infra-rouge servant au ralentissement. Un bras tournant situé en aval des diaphragmes permet de placer sur le trajet atomique un disque à fente tournant à une fréquence variable ou un détecteur Faraday. Le disque dit « de

temps de vol » permet de hâcher le faisceau et de réaliser ainsi des mesures en temps de vol. Le détecteur Faraday (cf. cage de Faraday) permet des mesures de flux du jet atomique. Un ralentisseur Zeeman vient ensuite prolonger le cube. A son extrémité, on trouve la zone de travail (pour les expériences d'interférométrie atomique) et de détection. Dans cette chambre de détection ultra-vide (différente de celle utilisée dans la thèse de mon prédécesseur J. Grucker), on trouve un miroir en or pour renvoyer le laser de ralentissement vers les atomes, les objets diffractants (réseaux micro ou nanométriques), l'électroaimant permettant de générer le champ magnétique pour les expériences vdW-Z ainsi que la détection temporelle (channeltron) et temps-position (détecteur à lignes à retard).

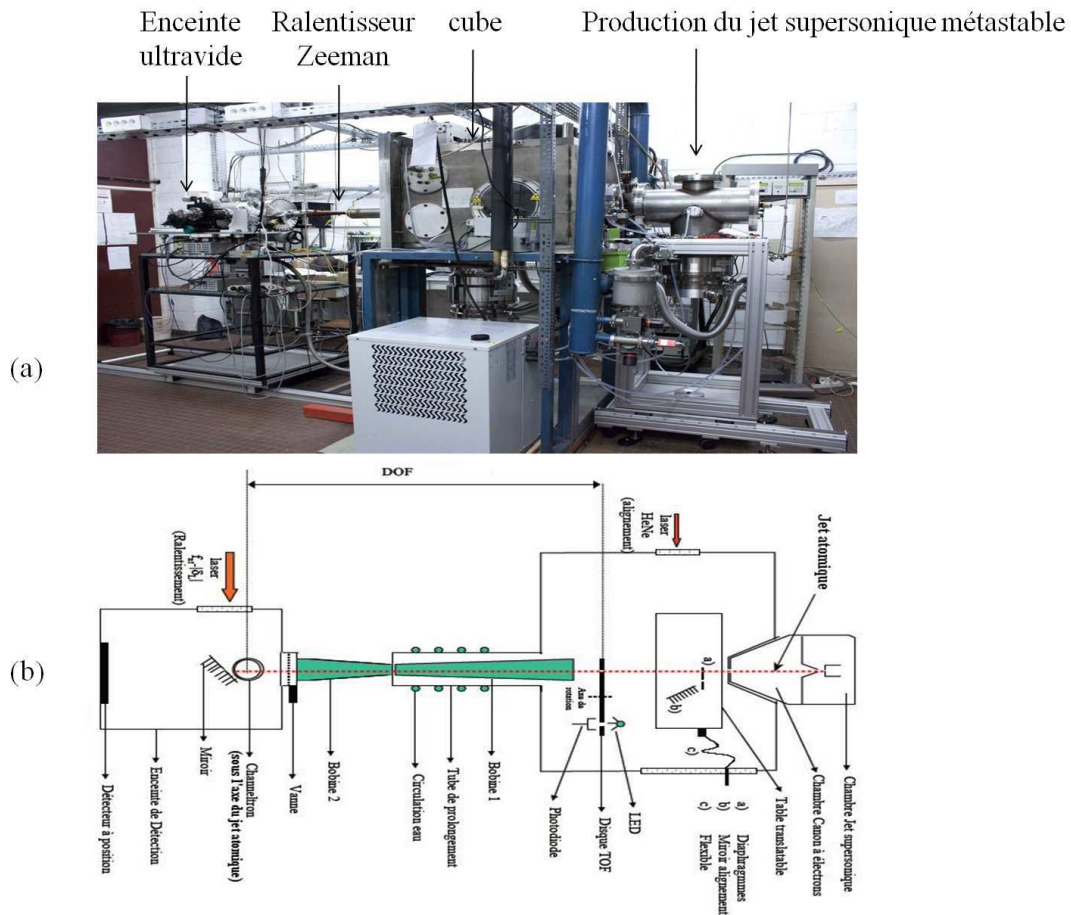


Figure 1.1 — (a) Photo du dispositif expérimental. (b) Schéma du dispositif. De la droite vers la gauche : Zone de production du jet supersonique métastable ; Le cube permet la collimation, le hâchage et le renvoi du laser d'alignement ; le ralentisseur Zeeman et la chambre de détection UHV dans laquelle on trouve le miroir de renvoi du laser de ralentissement.

Pompage

La propreté étant capitale dans les expériences d'optique atomique avec des atomes lents, le système de pompage secondaire a été modifié. En effet, les gouttes d'huile en suspension produites par les pompes à diffusion peuvent endommager les réseaux nanométriques et les détecteurs que nous utilisons. Le nouveau pompage secondaire est assuré par trois pompes turbomoléculaires Edwards à lévitation magnétique : la première dans l'enceinte de production du jet supersonique, la seconde dans le cube et la troisième au niveau de l'enceinte dans de détection. Une quatrième pompe turbomoléculaire permet de pomper la partie source. Ce système de pompage repose tout de même sur l'ancien pompage primaire, d'où l'intercalage de filtres à huile entre les pompages primaire et secondaire. Le pompage primaire est assuré par une pompe primaire à fort débit ($120\text{m}^3/\text{h}$). Cette pompe assure un vide primaire de $1.6 \cdot 10^{-2}$ Torr dans le circuit primaire. Pendant les expériences, une pompe dite « roots » montée en série avec la pompe primaire assure un vide primaire de quelques $2 \cdot 10^{-3}$ torr dans le circuit. Un tel vide primaire assure un certain confort durant les phases d'expérience. Produire un jet supersonique passe par une dépression brutale entre deux zones. En régime stationnaire, la zone de haute pression est à une pression $P_{HP} = 1.5$ bar et celle de l'enceinte du jet supersonique est $P_{Jsup} = 10^{-4}$ torr. C'est la raison pour laquelle le pompage doit pouvoir assurer, en régime de fonctionnement (*i.e.* avec un fort flux atomique), une pression de quelques 10^{-4} torr dans l'enceinte du jet supersonique (pour laquelle la pression sans jet atomique est de $7 \cdot 10^{-7}$ torr). Pour cela, on utilise une pompe 3000l/s au niveau du jet supersonique. Dans l'enceinte de la source, on doit assurer une pression inférieure à $1 \cdot 10^{-6}$ torr pour garantir la stabilité du canon à électrons. Une pompe Varian de 500l/s y suffit amplement. Le cube a un volume conséquent qui était pompé par une pompe à diffusion de 6000l/s . Le taux de compression pour des pompes turbomoléculaires étant meilleur, nous utilisons une pompe de 2000l/s .

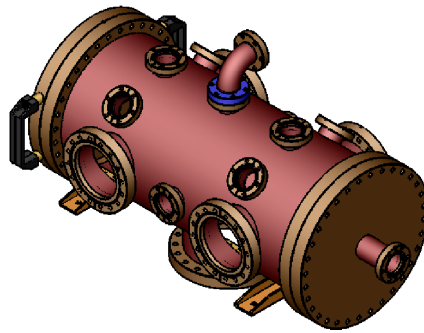


Figure 1.2 — Chambre de travail et de détection ultra-vide pourvue de 4 hublots pour l'utilisation des faisceaux laser.

La chambre de détection est pompée par une pompe de 500l/s . Grâce à cette capacité de pompage, la chambre ultravide (voir fig. (1.2)) peut atteindre des pressions de $2 \cdot 10^{-8}$ torr en deux jours et quelques $5 \cdot 10^{-9}$ torr en deux semaines sans étuvage. Cette rapidité de pompage est nécessaire en raison des ouvertures fréquentes que nous opérons

pour changer d'objets diffractants ou de miroirs de renvoi. Elle est aussi dotée de hublots traités pour l'infrarouge permettant l'envoi du laser de ralentissement vers les atomes. L'utilisation d'une pompe à lévitation magnétique pour la chambre de détection est due à la nécessité de réduire les vibrations au voisinage direct du réseau. Ces vibrations auraient pu détériorer la résolution de notre expérience en brouillant les figures d'interférences. Par ailleurs, le champ magnétique induit par la pompe est inférieur au Gauss à 10cm de la pompe. Il ne perturbe donc pas les expériences vdW-Z.

Miroirs de renvoi

La démarche expérimentale de l'équipe IOA consiste à faire des expériences d'atomes ralentis en jet à des vitesses intermédiaires (entre 50 et 200m/s). Cette gamme de vitesses est adaptée à l'étude des interactions van der Waals-Zeeman car les angles induits sont théoriquement observables. Ceci impose des contraintes expérimentales fortes sur la configuration optimale à choisir. En l'occurrence, on va utiliser un miroir en or (dont les trois versions différentes ont été réalisées à l'atelier d'optique du laboratoire par T. Billeton) qui renvoie le laser vers les atomes. Le détecteur étant derrière ce même miroir, le faisceau atomique ralenti est partiellement occulté.

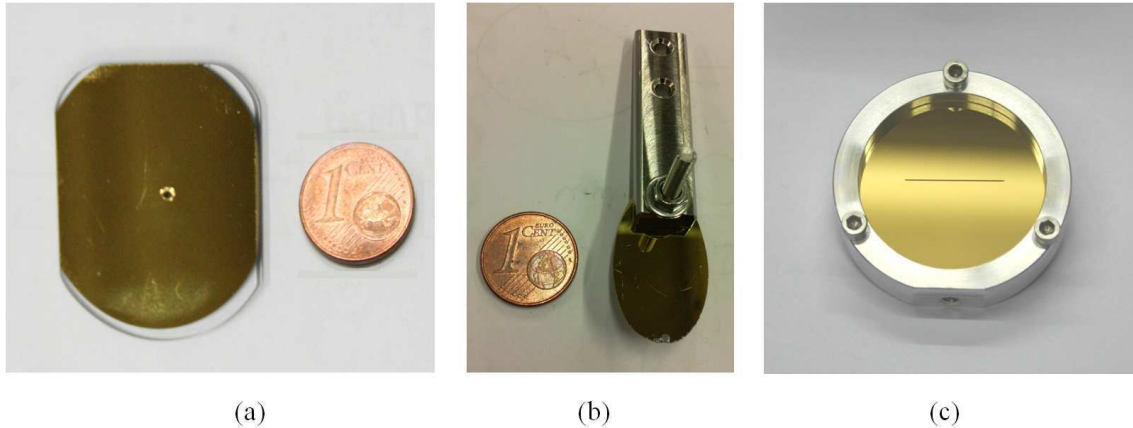


Figure 1.3 — Miroirs en or de renvoi du laser : (a) Grand miroir avec un trou de diamètre 1mm percé à 45° . (b) Petit miroir ellipsoïdal de demi-petit axe 4mm utilisé pour les expériences d'étude de la structure du jet ralenti. (c) Grand miroir avec une fente (de dimensions $15\text{mm} \times 200\mu\text{m}$) pour les expériences de diffraction vdW-Z.

La première idée du groupe reposait sur la nature supersonique du jet et une hypothèse sur sa faible ouverture angulaire après ralentissement. En conséquence de ce raisonnement, nous avons utilisé un premier miroir avec un trou de 1mm percé à 45° (figure 1.3-a)). Les densités obtenues après ce miroir se sont avérées être très faibles pour des raisons de dépeuplement central du faisceau atomique ralenti (que nous avons dû interpréter cf. chapitre (2)). L'investigation expérimentale de ce phénomène et, plus globalement, de la structure du jet ralenti se fait à l'aide d'un miroir ellipsoïdal de

petite taille (fig. (1.3-b)). Le demi-petit axe de ce dernier fait 4mm, ce qui permet de renvoyer parfaitement le laser infrarouge (de 8mm diamètre au niveau du miroir). Par ailleurs, il permet (de par sa petite taille) d'imager le faisceau ralenti sur des rayons supérieurs à 4mm.

Après avoir étudié l'évolution des densités du jet atomique ralenti en fonction de la vitesse, et considérant les flux disponibles grâce à notre canon à électrons, nous avons utilisé un miroir fendu (1.3-c)). Ce dernier est bien plus grand que le miroir ellipsoïdal (largeur = 30mm), en raison des dimensions de la fente que nous souhaitions y creuser ($15\text{mm} \times 200\mu\text{m}$). Ce miroir nous permet de disposer d'un jet d'atomes ajustable en vitesse et de faible ouverture angulaire (quelques mrad) dans l'axe orthogonal à la fente. Naturellement, la fente du miroir sera placée le long des fentes du réseau nanométrique. Cette faible ouverture angulaire nous a permis de mener à bien les expériences vdW-Z.

1.3 Production du jet supersonique d'atomes métastables

La production du jet supersonique d'atomes métastables passe par deux étapes réparties sur deux enceintes à vide : l'enceinte jet supersonique et l'enceinte source. On envoie un gaz rare (Ne, Ar, Kr...etc) à une pression de 1 bar dans le tube haute pression. Ce tube se termine par une tuyère de $50\mu\text{m}$ derrière laquelle il y a la chambre du jet supersonique (initialement à une pression de 10^{-6} torr). En régime continu, la pression dans la chambre de production du jet supersonique est de quelque 10^{-4} torr. Cette dépression brutale produit un jet à une température $T \approx 1\text{K}$, donc très fin en vitesse. Ce jet est dit supersonique car la vitesse d'entraînement du gaz d'atomes est supérieure à la vitesse du son ($\propto \sqrt{T}$) dans ce gaz. Le gaz résiduel devient donc un obstacle supersonique dans le référentiel d'entraînement et il en résulte la création d'une onde de choc fermée dite « bouteille de Mach ». Cette dernière est percée par un écorceur (« skimmer »). Le jet se caractérise par un nombre de Mach supérieur à 1. S'il est grand, cela témoigne de la qualité du jet supersonique (distribution de vitesse fine et faible ouverture angulaire). Le profil conique spécial de l'écorceur est très important pour avoir un bon jet. La température d'un tel jet est de l'ordre du Kelvin. Les jets supersoniques sont une source atomique très bien connue et qui a été améliorée au fil du temps [11, 12].

Après être sorti de la bouteille de Mach grâce au skimmer, le jet supersonique arrive dans l'enceinte source. Dans cette zone, on va bombarder le jet d'atomes d'Ar par un canon à électrons. Ce dernier est constitué d'une cathode à oxyde de baryum et d'une grille hémisphérique en molybdène qui permet l'accélération des électrons. Cet élément est crucial pour la production de notre jet d'atomes si bien que nous allons le détailler plus longuement dans la section (1.3.1). La cathode est portée à une tension négative dite d'« extraction » $V_{extr} = -200\text{V}$. La grille hémisphérique trouée au centre ($\phi = 1\text{mm}$) et située à 1,5mm de la cathode joue le rôle d'anode. La grille étant à la masse, la différence de potentiel extrait et accélère des électrons de la surface émettrice de la cathode à oxyde (fig.(1.4)). Les électrons d'énergie cinétique $E_{e^-} = 200\text{eV}$ sont pris en

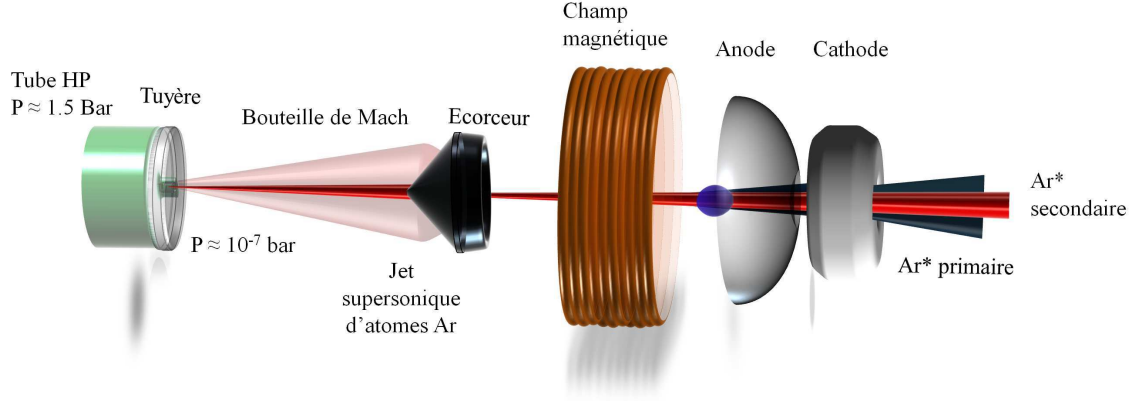
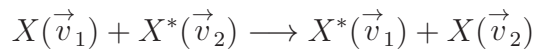


Figure 1.4 — Schématisation de la source d'Argon métastables. De gauche à droite : le tube haute pression $P = 1$ bar, la tuyère $\phi = 50 \mu\text{m}$, écorceur, solénoïde de champ magnétique, grille hémisphérique, cathode. L'échange de métastabilité permet de discriminer le jet superfin d'Ar* du jet primaire (voir texte).

charge par un champ magnétique d'environ 100G. Ils spiralent autour des lignes de champ de ce dernier et entrent en collision quasi-frontale avec les atomes. Les produits de la collision sont nombreux. On trouvera entre autres des ions, des atomes dans des états radiatifs (dont la durée de vie est de quelques ns) et des atomes métastables. Les atomes excités dans des états radiatifs vont servir de top départ dans les expériences en temps de vol. En effet, en retombant au niveau fondamental, ils émettent des photons UV. Ces derniers sont détectés par les MCPs et le channeltron donnant un zéro au temps de vol (différent de celui de la synchronisation électronique). Pour les gaz rares autres que l'hélium, il y a deux niveaux métastables, le 3P_0 de durée de vie $\tau = 45\text{s}$ et le 3P_2 , qui va nous intéresser pour nos expériences, de durée de vie $\tau = 38\text{s}$. Ces temps de vie sont infinis à l'échelle de l'expérience qui dure une quarantaine de millisecondes au maximum. Le bombardement frontal est une configuration particulièrement favorable à la création de métastables [13].

Afin de saisir complètement l'importance de la source atomique que nous possédons, nous allons évoquer rapidement le processus d'échange de métastabilité (ce point est largement développé dans la littérature [13, 14]). Tout comme le processus d'échange de charge (voir [15, 16]) c'est un processus résonnant (*i.e.* sans transfert d'impulsion) durant lequel un atome métastable X^* communique sa métastabilité à un atome au fondamental X suivant l'équation :



En calculant le potentiels symétrique (g) et antisymétrique (u) de la molécule X^*-X , il a été montré que l'échange de métastabilité est un processus très efficace. De nombreuses expériences ont mis en évidence cet effet. Nous nous contenterons donc de détailler notre exploitation du processus afin d'obtenir un jet superfin d'atomes d'argon.

A l'issue du bombardement, on produit un jet supersonique dit « primaire » de dispersion relative de vitesse longitudinale $\delta v/v = 10\%$ et d'ouverture angulaire de 20mrad.

La répartition est de 15% d'atomes 3P_0 et 85% de 3P_2 dans ce jet. Au centre de ce jet primaire, il y a le jet d'atomes fondamentaux. Ces derniers acquièrent la métastabilité des atomes primaires par échange sur l'axe où il est le plus probable. On obtient donc un jet d'atomes métastables dit « secondaire » possédant les caractéristiques du jet supersonique fondamental. Son ouverture angulaire est de 0.5 mrad et sa distribution de vitesse relative est de 2 à 3 %. La répartition des niveaux métastables 3P_0 et 3P_2 est respectivement de 34% et 66%. Le flux d'atomes métastables dans le jet secondaire est quadratique en pression alors qu'il est linéaire pour le jet primaire. Les diaphragmes disposés dans le cube permettent de sélectionner spatialement une partie du jet total. Si l'on utilise le diaphragme de 3mm, on va avoir la totalité du jet supersonique primaire et le jet secondaire est noyé dans le flux primaire. Le diaphragme de $300\mu\text{m}$ permet de supprimer la grande majorité du jet primaire. Ceci nous permet de mettre en évidence le jet secondaire qui domine sur un fond de primaires. Avec le diaphragme de $100\mu\text{m}$, on isole complètement le jet secondaire mais au prix d'une chute de flux assez considérable (un facteur 10 par rapport au diaphragme de $300\mu\text{m}$ et 10^3 par rapport à celui de 3mm). Nous avons donc opté pour le diaphragme de $300\mu\text{m}$. Ce choix a été motivé par l'ouverture angulaire acceptable de 0.7 mrad (FWHM) du jet final (représenté dans la figure (1.5)) et surtout les flux obtenus grâce à la nouvelle cathode à oxyde que nous utilisons et qui est détaillée dans la section suivante.

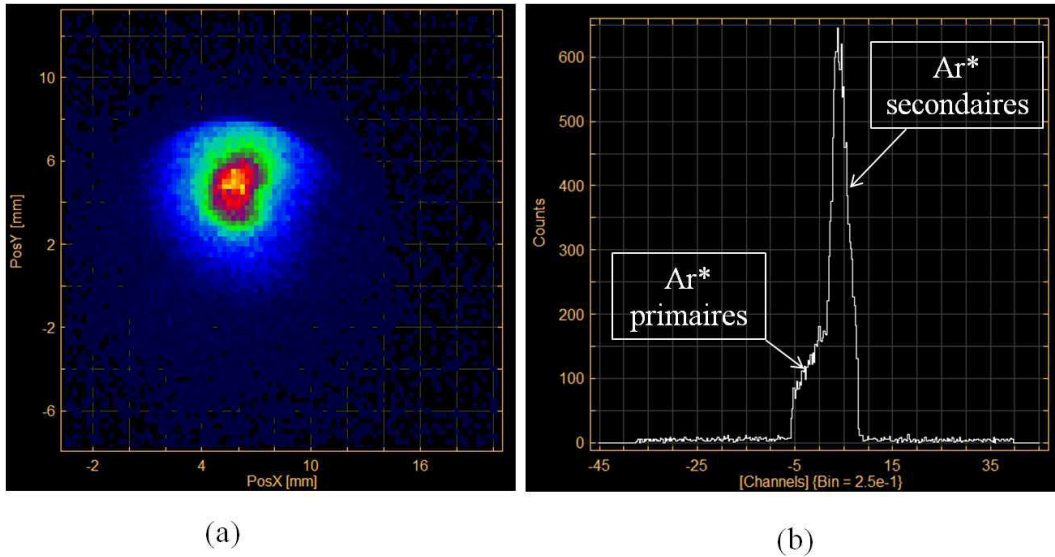


Figure 1.5 — (a) Image du jet supersonique en utilisant le diaphragme de $300\mu\text{m}$. La distance source-détecteur est de 3m. L'ouverture angulaire est de 0.7mrad (FWHM). (b) Profil transverse du jet supersonique montrant le fond de primaires et le jet supersonique secondaire.

1.3.1 Performances de la cathode à oxyde

Au début de mon travail sur la caractérisation du jet supersonique, nous utilisions un filament de jauge comme cathode. Ce dernier fournissait des émissions très faibles. De plus, le jet supersonique était très ouvert angulairement car le bombardement se faisait radialement. Ce bombardement radial était le fait de la disposition du filament (entourant le jet supersonique). Cette méthode nous a montré la nécessité de revenir à des configurations utilisant des cathodes à oxydes comme cela a toujours été le cas dans l'équipe. Les anciennes cathodes à oxydes étant difficiles à produire et à installer, nous avons acquis une cathode auprès de la société Heatwave Labs [17]. C'est une cathode à oxyde de barium chauffée par un filament de tungstène incorporé. Ceci permet un meilleur rendement de chauffage. Elle est garantie pour fournir des courants d'émission de l'ordre de l'ampère pour des configurations spécifiques (distance cathode-grille $\approx 160 \mu\text{m}$). Dans notre configuration (distance cathode-grille $\approx 1.5\text{mm}$), nous pouvons atteindre la cinquantaine de milliampères. Un support en molybdène permet d'assurer le blindage thermique et une pièce en nitrure de bore permet l'isolation électrique. Le chauffage se fait pour une tension maximale de 7V. La résistance du filament de chauffage est de 1Ω à 1100°C . La puissance dégagée est d'ordre de 60W. Naturellement un système de circulation d'eau à 8°C dans l'enceinte du jet supersonique assure le refroidissement. La figure (1.6) schématise notre montage électrique et de contrôle informatique de l'alimentation du filament de la cathode.

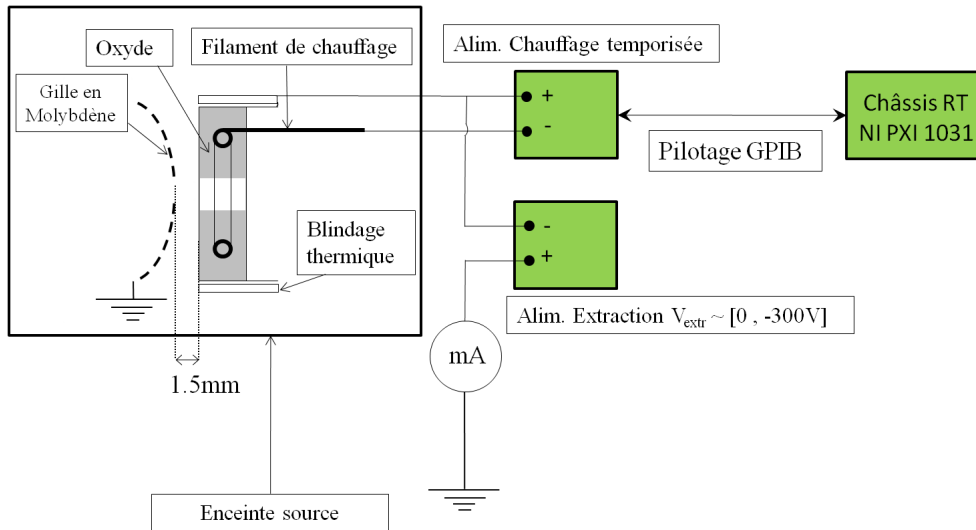


Figure 1.6 — Schéma de principe du montage de chauffage et de polarisation de la cathode. Une alimentation stabilisée en courant alimente le filament de chauffe de la cathode. Cette alimentation est pilotée par un programme Labview. Une seconde alimentation permet de polariser négativement la cathode ($V_{extr} = -200\text{V}$). Cette dernière émet des électrons qui sont accélérés vers la grille hémisphérique.

Une alimentation stabilisée en tension permet de polariser la cathode négativement à une tension $V_{extr} = -200\text{V}$. A sa borne +, cette alimentation est reliée à la masse par

un milliampèremètre qui nous permet une lecture directe du courant d'émission. Ce courant d'émission représente le flux d'électrons qui a quitté la surface de l'émetteur. Il ne représente en rien le flux de métastables disponible. Une extrémité du filament de chauffage est reliée au blindage thermique, l'autre étant alimentée séparément. Cette dernière doit être plus négative en tension que l'autre extrémité sous peine d'attirer vers le filament des ions d'oxygène (négatifs) présents dans l'oxyde ce qui le rendrait cassant et le détruirait. La mise en température de la cathode est une étape importante. En effet, un chauffage trop brusque ou discontinu affecte considérablement l'efficacité de l'émission mais aussi sa stabilité au cours de la journée. Nous avons donc décidé de piloter cette chauffe de la cathode par un programme labview déployé sur un châssis temps réel (dont nous parlerons plus en détails dans la section (1.5.1)). Ce programme permet de monter le courant de chauffage de manière quasi-continue et plus lente lorsque l'on atteint des puissances de chauffe élevées.

Sur le bras tournant du cube, nous avons accès à un détecteur Faraday. Ce détecteur consiste en une plaque métallique placée sur le trajet atomique, reliée à la masse *via* un picoampèremètre. Une anode percée sur l'axe est placée à 1cm de cette plaque afin d'éviter que les électrons émis par effet Auger ne retombent sur la plaque. Ce détecteur robuste et sûr permet une mesure précise (le bruit du détecteur étant de 0.4pA) du flux de métastables en mesurant le courant d'électrons arrachés du métal. Durant les phases d'expérimentation, nous n'avons pas accès à la mesure du flux de métastables -le détecteur Faraday n'étant pas sur le trajet atomique. Il est donc important d'établir une corrélation entre le flux de métastables lu au picoampèremètre et le courant d'émission lu au milliampèremètre (fig. (1.7)).

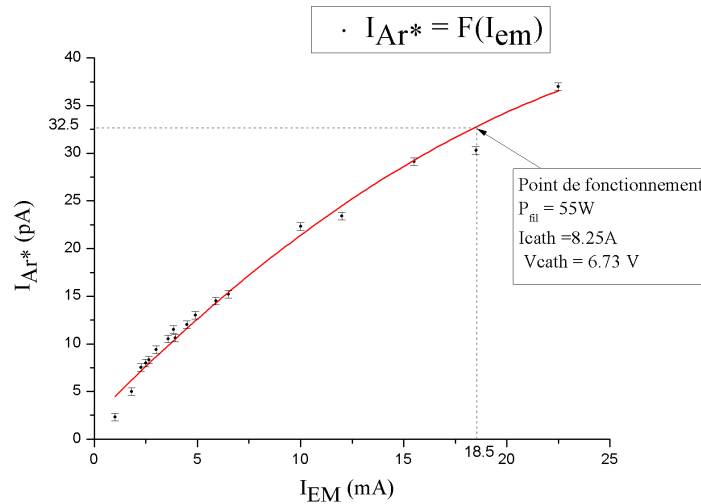


Figure 1.7 — Flux d'atomes métastables d'Ar* en fonction du courant d'émission de la cathode à oxyde pour une puissance de chauffage de 55W.

Pour une puissance de chauffage de 55W, la résistance du filament de chauffage de la cathode est de 0.8 Ω . Le courant d'émission de la source est de 18 mA et le courant

de métastables de quelque 32pA. A noter qu'un tel courant correspond à un flux de $2 \cdot 10^8$ atomes par seconde sur les $300\mu\text{m}$ du diaphragme. Ceci permet de prévoir des flux disponibles très grands avec le diaphragme de 3mm (un facteur 10^2 par rapport au diaphragme de $300\mu\text{m}$).

Il est intéressant de tracer le profil angulaire de notre jet supersonique (fig. (1.8)). On voit que l'ouverture angulaire du jet est de quelques 20mrad dans le cas du diaphragme de $300\mu\text{m}$. Naturellement, cette ouverture angulaire n'est pas caractéristique de la seule ouverture du jet supersonique secondaire, mais aussi du fond de primaires résiduel (comme il a été démontré dans la figure 1.5). En effet, le profil angulaire tracé ici représente le produit de convolution de la fonction d'ouverture angulaire du Faraday ($\approx 10\text{mrad}$) et l'ouverture angulaire du jet secondaire ($\approx 0.7\text{mrad}$) sur un fond de primaires ($\approx 10\text{mrad}$) (voir fig. (1.5)). Cette ouverture angulaire, associée à de tels flux, est largement suffisante pour les expériences que nous souhaitons mener.

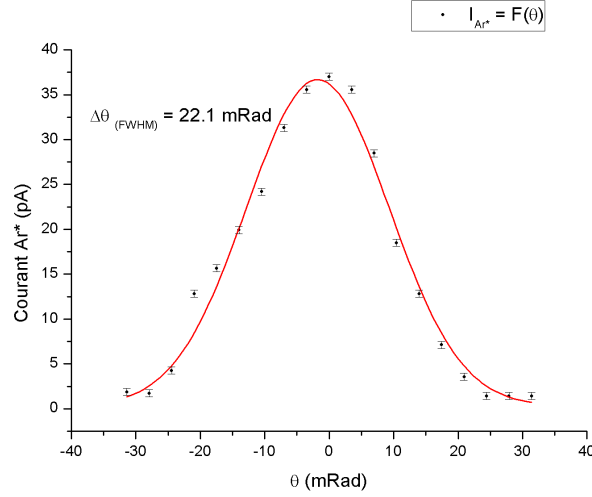


Figure 1.8 — Profil angulaire du jet supersonique d'Ar* après le diaphragme de diamètre $300\mu\text{m}$. La largeur angulaire de 20mrad est le produit de convolution de l'ouverture angulaire du détecteur Faraday ($\approx 10\text{mrad}$) celle du jet secondaire ($\approx 0.7\text{mrad}$) sur le fond de primaires ($\approx 10\text{mrad}$).

champ magnétique adapté. Ce champ magnétique lève la dégénérescence des niveaux Zeeman et garde l'atome à résonance. Ce dernier, à une position donnée de l'atome, s'écrit $\Delta(z) = 2\pi\delta_L - k_L v_z(z) - [(g_f m_f - g_i m_i)\mu_B B(z)/\hbar]$. La force radiative est donnée par :

$$\vec{F}_{rad} = -\frac{\hbar k_l \Gamma}{2} \frac{s_0(x, y, z)}{1 + s_0(x, y, z) + \left(\frac{2\Delta(z)}{\Gamma}\right)^2} \quad (1.1)$$

où $s_0(x, y, z) = I(x, y, z)/I_0$ est le paramètre de saturation local et $I_0 = \frac{\Gamma 2\pi^2 \hbar c}{3\lambda^3} = 1.4 \text{ mW/cm}^2$.

En régime très saturant ($s_0(x, y, z) \gg 1$) et si l'atome est constamment à résonance (*i.e.* $\Delta = 0$), il subit une décélération continue et maximale valant :

$$a_{max} = -\frac{\hbar k_l \Gamma}{2M_{Ar*}} \quad (1.2)$$

Le théorème de l'énergie cinétique entre la vitesse initiale et une vitesse quelconque dans le ralentisseur donne :

$$\frac{1}{2}M_{Ar*}(v^2(z) - v_i^2) = \int_0^z \vec{F}_{max} \cdot \vec{dz} = -M_{Ar*}a_{max}z \quad (1.3)$$

D'où l'on tire que $z = (v_i^2 - v^2(z))/2a_{max}$. En sortie de ralentisseur ($z = z_{tot}$), on peut écrire que $z_{tot} = (v_i^2 - v_f^2)/2a_{max}$. On a donc l'expression de la vitesse $v(z)$ en fonction de la longueur totale minimale z_{tot} :

$$v(z) = v_i \sqrt{1 - \frac{z}{z_{tot}} \left(1 - \frac{v_f^2}{v_i^2}\right)} \quad (1.4)$$

Avec notre hypothèse de départ ($\Delta(z)$ est nul) on peut déduire l'expression du champ magnétique vérifiant l'équation (1.4) :

$$B(z) = A \left(\delta_L + \frac{v_i}{\lambda_L} \sqrt{1 - \frac{z}{z_{tot}} \left(1 - \frac{v_f^2}{v_i^2}\right)} \right) \quad (1.5)$$

$$\text{où } A = \frac{\hbar}{(m_f g_f - m_i g_i)\mu_B}.$$

Le point crucial de la méthode réside dans la forme en $\sqrt{az + b}$ du champ magnétique. Les autres paramètres seront le fait d'une optimisation. Par exemple, la longueur du ralentisseur (z_{tot}) est fixée en tenant compte d'un paramètre de sécurité pour assurer la continuité de l'accrochage dans le ralentisseur. Ce paramètre de sécurité est généralement de 15% par rapport à la longueur minimale que pourrait avoir le ralentisseur (soit $a = \eta a_{max}$). Prenons par exemple une vitesse initiale de 560m/s (vitesse de l'Ar thermique), à désaccord nul, le champ magnétique de résonance est de 460G. Et pour un champ magnétique nul en sortie de ralentisseur (*i.e.* pour $z = z_{tot}$), la vitesse finale

est nulle. De nombreux problèmes de thermalisation du nuage d'atomes lents apparaissent pour un champ magnétique nul en sortie de ralentisseur. Pour cette raison, il est préférable de décaler le laser en fréquence vers le rouge et de modifier le profil du champ magnétique de façon à avoir une composante négative qui descende de façon abrupte. Le champ magnétique du ralentisseur Zeeman est construit à l'aide de deux bobinages, le premier générant un champ magnétique positif et le second un champ négatif. Dans notre cas, le désaccord $\delta_L = -340$ (MHz) ramène le champ d'entrée dans le premier solénoïde à 240G. La vitesse de résonance à la sortie du premier ralentisseur est obtenue pour le champ magnétique nul et vaut théoriquement 275m/s. La vitesse finale dépend du champ magnétique induit par le second solénoïde. Ceci permet l'accordabilité en vitesse, ce qui n'est pas le cas avec un seul solénoïde.

L'équipe IOA utilisait deux solénoïdes pour le ralentissement Zeeman. Dans la suite du texte, nous les étiqueterons par commodité « ralentisseur ZI » et « ralentisseur ZII ». Le premier solénoïde, le ralentisseur ZI, est d'une longueur de 0.8m et le ralentisseur ZII fait 0.3m, les deux étant installés sous vide. Cependant, une étude a montré que la pression résiduelle due au dégazage du second ralentisseur ZII (*i.e.* dans la zone où les atomes sont les plus lents) dégradait fortement l'intensité du pic de temps de vol du jet ralenti. Nous nous sommes donc orientés vers la construction d'un second solénoïde situé à l'extérieur du tube. La figure (1.10) montre le champ magnétique créé par le premier ralentisseur ZI (qui fournit toujours une vitesse de 275m/s à sa sortie pour un courant de 0.3A) et le nouveau ralentisseur ZII. Le courant maximum est de 1.1A pour des vitesses finales de l'ordre de 40m/s.

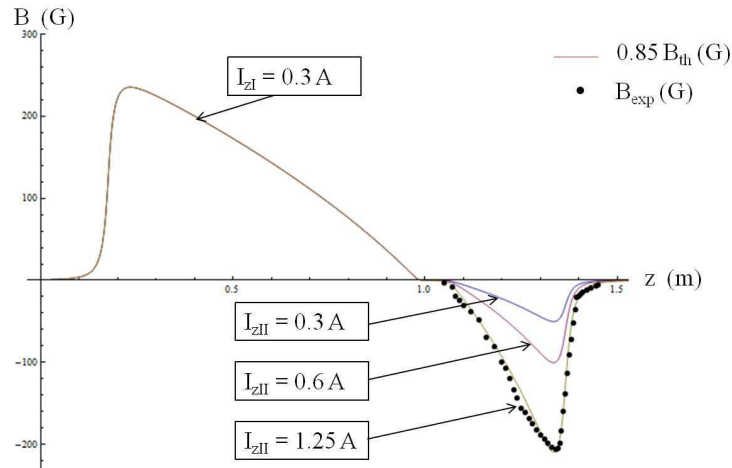


Figure 1.10 — Profil du champ magnétique utilisé actuellement dans le ralentisseur Zeeman pour plusieurs courant ZII. Ce profil est adapté à un ralentisseur désaccordé vers le rouge de $\delta_L = -340$ MHz.

Le ralentissement se fait à l'aide d'un laser *Toptica photonics* TA 100 (dispositif représenté dans la figure (1.11), dont l'intérêt principal est sa compacité). Il s'agit d'une diode laser montée en cavité étendue dans une configuration Littrow. Elle permet une

grande accordabilité en fréquence sur une dizaine de nm et une bonne pureté spectrale (inférieure à la largeur naturelle en fréquence de la raie $\Gamma = 2 \pi 5.8$ MHz). Dans cette configuration, le faisceau laser (de puissance max 25mW pour un courant $I_{diode} = 60$ mA) est collimaté puis envoyé sur un réseau en réflexion (1800 traits/mm). Ce dernier sert de miroir de cavité externe et est déplacé latéralement par une cale piezo. L'ordre -1 de diffraction du réseau est renvoyé vers la diode. Ceci permet un couplage plus fin vers le mode de sortie souhaité. Le retour de l'ordre -1 du réseau sur la diode permet de choisir finement la longueur d'onde (de l'ordre de quelques pm pour un déplacement du réseau de quelques 200nm). En effet, en faisant balayer la cale piezo, on change légèrement la taille de la cavité (quelque dizaines de MHz). La cale piezo permet des déplacements de 200 nm ce qui se traduit par un balayage de quelques 1.5pm sur la longueur d'onde. L'ordre 0 est disponible pour être amplifié. L'amplificateur est constitué d'une diode de puissance dans laquelle on injecte le faisceau maître (issu de la diode en cavité étendue). Nous disposons de 750mW après isolateur pour un courant de 2890 mA dans l'amplificateur.

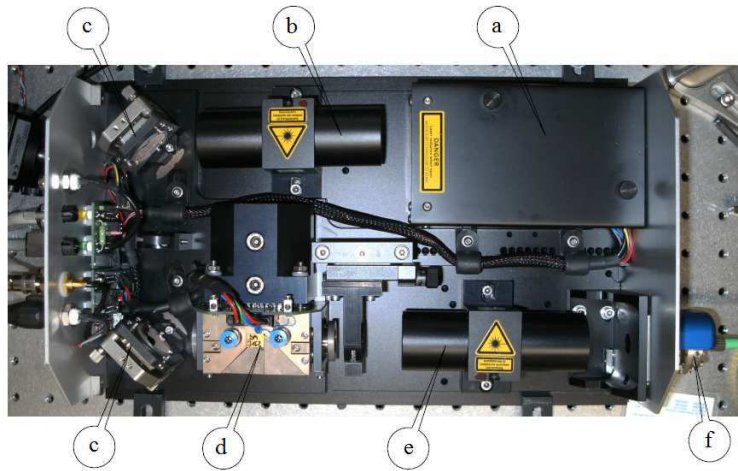


Figure 1.11 — Dispositif laser. (a)- Laser Maître. (b)- Premier isolateur. (c)- Miroirs d'alignement. (d)- Amplificateur. (e)- Second isolateur. (f)- Coupleur de fibre *FiberDock*.

Le parti pris de l'équipe a été de fibrer au maximum l'expérience. En effet, nous nous sommes orientés vers les fibres car malgré une perte de puissance significative de l'ordre de 50% par les coupleurs (contre une estimation de 20% pour un jeu de 7 miroirs) le mode spatial est connu en sortie de fibre monomode (TEM_{00}) et le pointé dans le ralentisseur sera bien plus stable que celui donné par un jeu de miroirs. Si l'on avait utilisé un jeu de 7 miroirs pour envoyer le laser en salle d'expériences, leurs dérive aurait eu un impact important sur de telles distances (environ 10m). Une dérive progressive et une détérioration de l'efficacité du ralentissement en résulteraient. Par ailleurs, la polarisation n'étant pas contrôlée dans notre système de fibres (contrairement à un jeu de miroirs diélectriques), un montage de polarisation nous permet de

fabriquer une polarisation circulaire en salle d'expérience.

Nous avons choisi d'injecter le faisceau issu de l'amplificateur dans un coupleur de fibre 80/20 qui divise la fibre en 2 autres fibres (deux voies), l'une transmettant 20% de la puissance disponible pour le montage d'absorption saturée, l'autre 80% pour la salle d'expérience. Pour ce faire, nous utilisons un coupleur de fibre de type FiberDock 2V0 conçu pour ce système laser. Son intérêt majeur est qu'il est au plus près de l'amplificateur permettant de collecter le faisceau avant qu'il ne diverge trop. Ce coupleur permet d'injecter au mieux 60% (nous avons vérifié que la limite était plutôt de 53% maximum) de la puissance initiale. Donc en partant d'une puissance de sortie de l'amplificateur de 750mW, on dispose de 60mW en zone d'absorption saturée et de 240mW dans la zone d'expériences. On se place à un courant de 2300mA dans l'amplificateur, ce qui fournit une puissance disponible de 120mW. Cet amplificateur que nous avons acheté est bien plus stable que son prédécesseur qui délivrait ces mêmes puissances à son courant maximal. Ce fonctionnement à plein régime rendait le système très instable en termes d'alignement et a fini par détruire l'amplificateur. Ce nouvel amplificateur offre deux intérêts majeurs : premièrement, la possibilité d'avoir occasionnellement une puissance disponible plus grande à plein régime et deuxièmement, une plus grande stabilité sur le long terme car pour disposer des puissances nécessaires, nous travaillons en dessous du courant critique (ce qui n'était pas le cas avec l'ancien amplificateur).

Pour un courant d'amplificateur de 2300mA, on a une puissance de sortie de 500mW après isolateur. Ceci permet une grande stabilité du système laser car le point de fonctionnement est bien loin du point limite de fonctionnement. Cependant, l'augmentation du courant pour disposer davantage de puissance pose problème. Si nous désirons disposer de puissances de travail plus importantes, la puissance diminue considérablement en raison d'un effet thermique. En augmentant le courant de l'amplificateur, la puissance en sortie augmente mais celle en sortie de fibre diminue. La raison en est que le mode en sortie d'amplificateur se dégrade quand le courant de l'amplificateur est proche de son courant maximum. La figure (1.12) illustre cette évolution en fonction du courant dans la diode de puissance. Si le mode de sortie est dégradé comme il est montré sur la figure, l'injection dans la fibre *via* le FiberDock devient moins efficace et la puissance de sortie diminue. Pour un courant de 2300mA, le mode TEM₀₀ de l'amplificateur et l'asservissement en fréquence restent stables sur plusieurs dizaines d'heures (contre 3 heures durant la thèse de Jules Grucker). Cette stabilité en fréquence du système laser est une pièce maîtresse pour mener les expériences vdW-Z qui nécessitent plusieurs jours d'acquisition (à raison de 10h à 12h d'accumulation par jour).

Comme nous l'avons vu plus haut, la technique de ralentissement Zeeman repose sur un champ magnétique de profil adapté et un laser désaccordé vers le rouge (-340 MHz dans notre cas). Pour ce faire, on envoie la partie 20% issue du coupleur de fibre 80/20 dans un montage d'absorption saturée et une cavité Fabry-Perot (figure (1.13)). La cavité Fabry-Perot permet d'avoir un contrôle visuel du mode longitudinal (spectral) du laser et du déplacement de la longueur d'onde par rapport à la résonance. Dans le montage d'absorption saturée, on dispose d'un acousto-optique qui transmet l'ordre

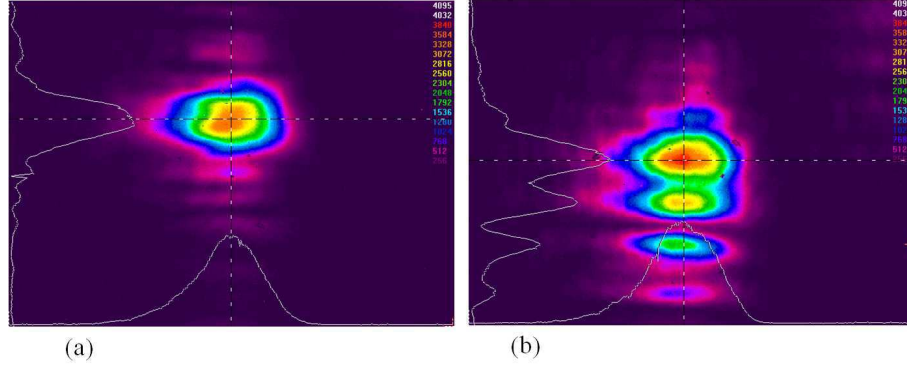


Figure 1.12 — Evolution du mode de sortie du TA 100 en fonction du courant de l'amplificateur. (a) Pour $I_{amp} = 2300\text{mA}$. (b) Pour $I_{amp} = 2890\text{mA}$

0 (à -340 MHz) et +1 (à la fréquence atomique). La déviation entre les deux ordres est de 50 mrad. L'ordre 0 est polarisé circulairement puis envoyé vers un montage comprenant une cellule contenant des atomes d'Ar à une pression de 0.7 mBar. Un solénoïde entoure cette cellule. Après avoir amorcé une décharge électrique, on envoie un courant alternatif de l'ordre de la dizaine de MHz. Cela induit un champ électrique ($\vec{rot}\vec{E} = -\partial_t \vec{B}$) proportionnel à la pulsation du courant alternatif. Cette dernière étant élevée, le champ électrique induit est suffisamment fort pour créer un plasma froid d'argon dans lequel on trouvera des ions, des atomes dans des états radiatifs et bien sûr des atomes métastables 3P_0 et 3P_2 . De toutes ces espèces, seuls les atomes d'Ar* 3P_2 sont à résonance.

A travers cette cellule, on envoie deux faisceaux lasers contrapropageants (voir fig. (1.13)). Le premier très intense (typiquement 30mW) dit « pompe », et le second (quelques mW) dit « sonde ». Les atomes de vitesse nulle sont résonants avec les deux faisceaux simultanément. Ces atomes forment le pic d'absorption saturée dont la largeur en fréquence est celle de la transition (5.8 MHz). En s'asservissant en fréquence tout en étant décalé de -340MHz, la fibre 80% injectée par le FiberDock envoie directement un laser décalé vers le rouge de 340MHz.

Pour s'asservir sur la fréquence d'absorption saturée, on utilise une détection synchrone. Pour cela, on module le laser en fréquence. Cette modulation est de l'ordre du MHz alors que la largeur naturelle de la raie est de 5.8 MHz. L'asservissement se fait en utilisant un PID (Proportionnel-Intégrateur-Dérivateur) qui va rattraper la dérive en fréquence en agissant sur le courant de la cale piezo.

La partie 80% du coupleur de fibre est envoyée en salle d'expérience vers un montage optique permettant de polariser circulairement le faisceau laser et d'augmenter son diamètre (voir fig. 1.14). La polarisation en sortie de fibre (suspendue en l'air) est totalement elliptique. On linéarise la polarisation avec un polariseur de Glan-Taylor et une lame quart d'onde vient ensuite polariser circulairement. Cependant, la fibre n'étant pas fixée, la polarisation en amont du cube polariseur change lorsque la fibre bouge ou que la température change. Pour contrôler efficacement la polarisation même au risque d'une perte de puissance laser on utilise un contrôleur de polarisation fibré (analogue

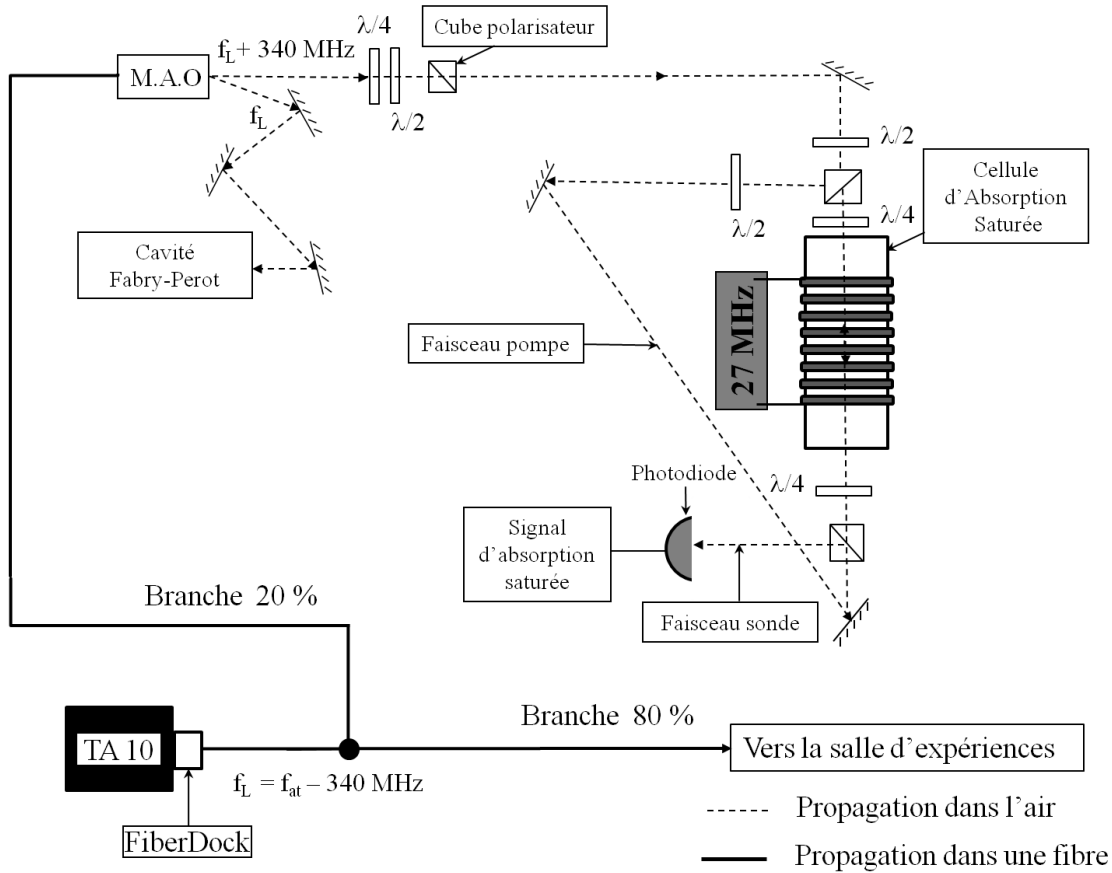


Figure 1.13 — Montage d'absorption saturée en salle laser. La sortie du TA 100 est fibrée avec un coupleur 80/20. La partie 80% décalée vers le rouge à -340MHz est directement envoyée en salle d'expériences. La partie 20% passe par un acousto-optique qui envoie un laser à résonance vers une cellule d'Ar* (3P_2) ce qui permet de l'asservir en fréquence.

d'une $\lambda/2$ et d'une $\lambda/4$ combinées) qui compense les fluctuations de la polarisation en amont du cube. Un télescope de facteur de grossissement de 2.5 permet d'agrandir le diamètre du faisceau optique et de le focaliser en amont du premier ralentisseur. Le diamètre interne du second ralentisseur ZII étant de 10mm le diamètre du faisceau optique ne doit pas excéder 8mm. En effet, nous devons être capables de centrer le faisceau laser sur le faisceau atomique dont l'axe n'est pas nécessairement celui des tubes. Deux miroirs diélectriques (qui conservent bien la polarisation) permettent cela.

Pour finir, le miroir ovale ou fendu (dont nous avons parlé dans la section (1.2)) permet le renvoi du laser dans la direction des atomes. La polarisation est rendue légèrement elliptique après ce miroir, mais on rattrape ce changement en optimisant avec la $\lambda/4$ sur le signal d'atomes lents.

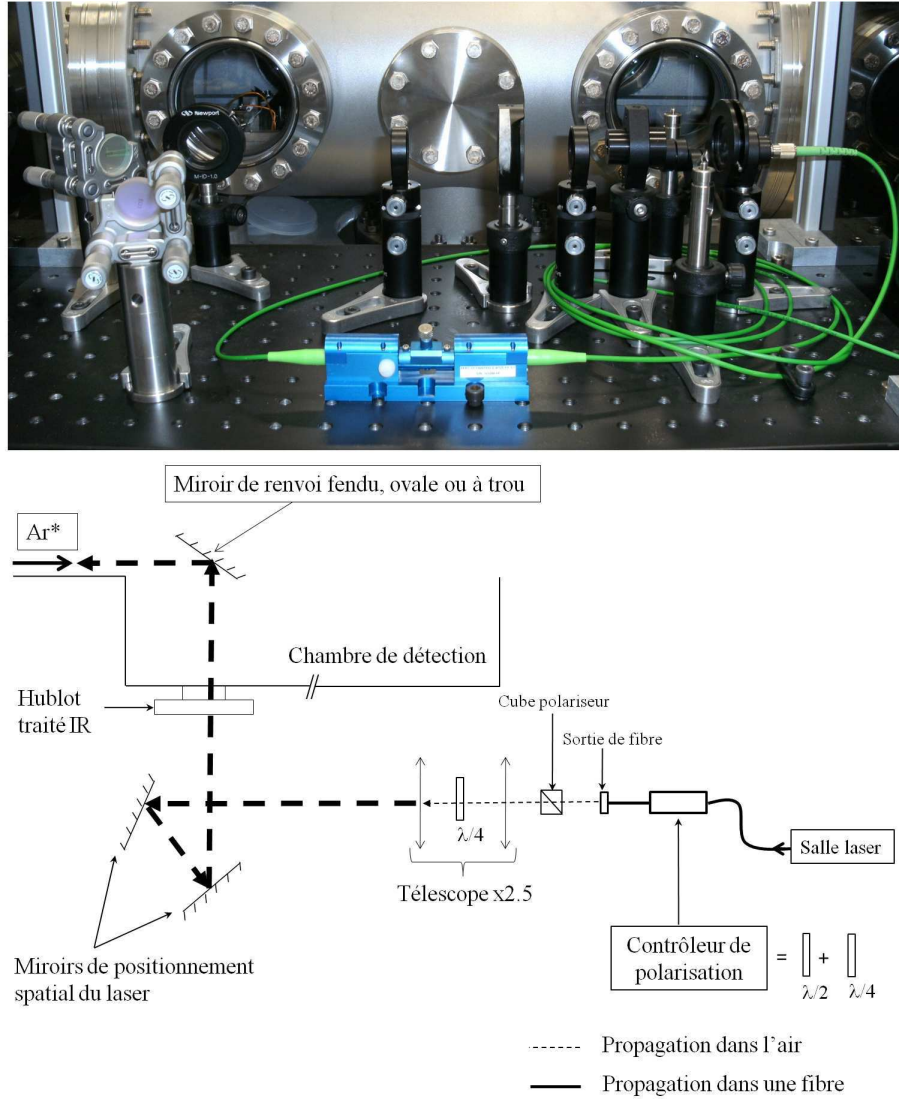


Figure 1.14 — Image et schéma du montage optique en salle d'expériences pour polariser circulairement et renvoyer le faisceau laser de ralentissement vers le jet atomique. Un contrôleur de polarisation stabilise la polarisation en amont du cube de Glan-Taylor. Une lame quart-d'onde polarise circulairement la lumière. Deux miroirs diélectriques permettent l'orientation du faisceau laser infrarouge dans l'espace.

1.5 Méthodes de détection

1.5.1 Mesures de temps de vol par channeltron

Le channeltron

La première méthode de détection que nous allons présenter dans cette section repose sur l'utilisation d'un channeltron. Cette méthode permet l'accès au temps de vol des atomes par synchronisation. La figure (1.15) schématise la méthode de comptage

par channeltron. Le channeltron est constitué d'un cône porté à une tension positive de +30V. Son ouverture permet de collecter un maximum d'électrons. L'extrémité du tube de multiplication en forme de colimaçon est portée à une tension positive +1600V et permet d'amplifier le signal électronique. Le channeltron est placé en contrebas du miroir de renvoi du laser (plaque de Silice recouverte d'une fine couche de chrome puis d'une couche d'or). Le cône étant polarisé positivement et le miroir étant à la masse, ce dernier va servir de plaque à émission secondaire. Lorsqu'un atome arrive à quelques dixièmes de nanomètres de la surface du miroir, il se produit un recouvrement entre les orbitales de l'atome métastable (assimilé à un ion Ar^+ autour duquel gravite un e^- excité) et des atomes de la surface. Le processus le plus probable est que l'atome métastable redescende au fondamental (libérant une énergie de l'ordre de la dizaine d'eV), un électron de la bande conduction du miroir étant éjecté. Cet électron suit approximativement les lignes de champ entre le miroir (à la masse) et le cône du channeltron (polarisé positivement). En sortie du tube de multiplication, on obtient une gerbe (de 10^6 électrons) envoyée vers un préamplificateur qui amplifie d'un facteur 10 ce pulse électronique de faible intensité avant un discriminateur standard qui sépare l'impulsion du bruit et la met en forme TTL.

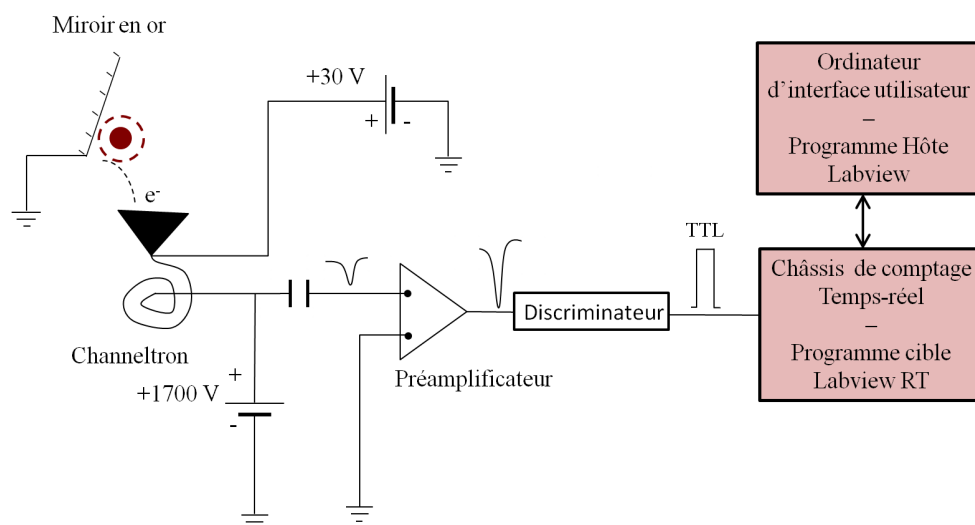


Figure 1.15 — Schéma de principe de la détection en temps de vol par un channeltron. Un atome métastable percute un miroir en or. Il en résulte l'extraction d'un électron qui est attiré par le cône du channeltron. Après amplification et mise en forme TTL, un module Labview-temps réel et un programme Hôte traitent les données et affichent les spectres.

Le temps de vol

L'efficacité quantique du channeltron est de 0.5. Un pulse TTL représente donc en moyenne deux atomes ayant percuté le miroir. Nous avons mis en place depuis 2 ans

un procédé de comptage. La mise en place de cette plateforme comprend une programmation en Labview des différentes unités de comptage mais aussi l'interface utilisateur. Un châssis temps réel National Instruments (dit « cible ») NI PXI-1031 opère grâce à une carte mère NI PXI-8184, et à un système d'exploitation très léger -Labview RT- qui ne lui permet que de déployer des programmes et d'effectuer des opérations élémentaires. On incorpore au châssis une carte de comptage rapide 6602. Cette dernière est reliée à un terminal BNC-2121. Ce dernier comporte 7 compteurs dotés d'entrée/sorties. Certaines connexions sont en BNC. Ces opérations rapides sont effectuées dans le châssis temps-réel qui est relié à un ordinateur (dit « hôte ») *via* le réseau. L'interface utilisateur prend la forme d'un programme Labview exécuté dans l'ordinateur hôte. Ainsi, les données bruts provenant de la carte 6602, sont remises, traitées et affichées sous forme de spectres que l'on peut dériver, intégrer, soustraire ...etc. Les commandes dont bénéficie l'utilisateur sont envoyées sous formes de variables réseau et lues par le module temps réel. Le disque de temps de vol (voir la présentation du dispositif expérimental dans la section (1.2)) aligné sur le jet atomique permet de hacher ce dernier à une fréquence donnée. Un signal photodiode est envoyé lors du passage de la fente du disque sur le jet atomique. Ce signal permet de synchroniser le comptage des atomes par rapport à l'instant de départ¹ et définir leur temps d'arrivée constituant ainsi un spectre en temps de vol.

1.5.2 Temps de vol et imagerie par détecteur à lignes à retard

Imagerie CCD classique

La densité atomique du jet ralenti chute de manière importante quand la vitesse diminue. En parallèle à cela, on attend un signal de diffraction quantique inélastique (vdW-Z) de l'ordre de 10^{-4} de la partie élastique. Nous avons donc besoin d'une imagerie sur fond noir et d'une bonne efficacité quantique car peu d'atomes font la transition vdW-Z. Au début de notre travail sur le jet ralenti, nous disposions d'une méthode de détection qui n'était pas adaptée à notre objectif expérimental. Cette détection consistait en un MCP (Multi-Channel Plate) unique porté à un potentiel de -1100V, couplé à un écran au phosphore porté à un potentiel de +4000V. Une caméra Hamamatsu EM-CCD C9100 refroidie par un module Peltier venait imager la fluorescence des électrons sur l'écran au phosphore. Le grand intérêt de cette méthode consistait en sa très bonne résolution spatiale, cette dernière étant limitée par la période des tubes du MCP de 12 μm . Cependant, plusieurs inconvénients imposaient le changement de la méthode de détection. Premièrement, la résolution temporelle est limitée par le temps de réponse de l'écran au phosphore à quelques kHz. Deuxièmement, l'efficacité quantique de la caméra est telle qu'un coup mesuré correspond à 42 atomes qui arrivent sur le MCP, soit une efficacité quantique de 2.5%. Enfin, la caméra n'étant pas suffisamment froide, on a un bruit d'obscurité très important (environs 400 c/s). Ce bruit d'obscurité est essentiellement électronique et tellement important qu'il ne nous a pas été possible d'imager le jet d'atomes ralentis. C'est ce dernier point qui nous a poussé à acquérir un nouveau

1. On entend par instant de départ l'instant où les atomes passent par la fente du disque de temps de vol

détecteur de meilleur efficacité quantique. Notre choix s'est porté sur un détecteur de type Roentdek[®] Delay Line Detector de diamètre 80mm (abrégé DLD 80) [21]. Les prémices de cette méthode ont été initiés par l'équipe de J. Fayeton [22] et leur travail sur les anodes résistives. La thèse de M. Schellekens [23] sur l'effet Hanbury-Brown et Twiss pour les atomes froids a nécessité l'utilisation d'un détecteur à lignes à retard dans sa forme technologiquement aboutie. Dans cette thèse, un large chapitre reprend de façon extrêmement détaillée toutes la caractérisation technique et physique de cette méthode de détection. Nous allons donc nous contenter de donner le principe de fonctionnement et les spécificités de notre détecteur. En effet, la bonne compréhension de la physique de notre détecteur permet d'éviter toutes sortes d'artefacts de détection.

Les MCPs

Le DLD 80 consiste en un montage de deux Multi Channel Plates montés en configuration chevron (*i.e.* les canaux du second ont une inclinaison inversée par rapport à ceux du premier) couplés à un maillage de lignes à retard. .

Nous avons opté pour des MCPs en configuration chevron de diamètre actif de 80mm. Il s'agit de MCPs avec des canaux de diamètre $26\text{ }\mu\text{m}$ de période $32\text{ }\mu\text{m}$. Le biais est de $7^\circ \pm 2^\circ$. La pression résiduelle de fonctionnement pour ce type de détecteurs doit être inférieure à $2 \cdot 10^{-6}$ torr. Pour une tension de fonctionnement $V_{mcp} = -2300\text{V}$, le gain est environ de 10^7 .

Les lignes à retard

Les MCPs sont couplés à une anode à lignes à retard elle même suivie d'une électronique rapide permettant la discrimination des signaux, leur amplification et l'imagerie. Chaque ligne à retard de détection dite *ligne de signal* est couplée à une ligne dite *de référence* qui permet de référencer la tension (fig. (1.16)). Contrairement à une anode résistive où c'est la hauteur de l'impulsion qui permet de localiser l'impact initial, c'est le temps d'arrivée qui nous donne accès à cette information dans le cas des lignes à retard.

Le principe du positionnement spatial et temporel par lignes à retard repose sur le fait que la longueur de ces dernières n'est pas négligeable par rapport à la vitesse de l'impulsion électronique s'y propageant (de l'ordre de $c/3$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide). Les lignes à retard ont une résistance assez élevée (typiquement entre 5 et $100\text{ }\Omega$ en fonction de la taille du détecteur) ce qui permet de discriminer les deux extrémités d'une même ligne. Cette anode est portée à une tension positive $V_{signal} = 336\text{V}$ afin d'accélérer la gerbe de 10^6 électrons issue du MCP. Une fois cette impulsion électronique arrivée sur la ligne à retard, on a un excès de charges négatives qui doit être évacué. L'impédance linéique de la ligne à retard étant suffisamment homogène, on va avoir une propagation de charges dans les deux directions. Soit t_1 et t_2 les temps d'arrivées des deux impulsions aux deux extrémités de la ligne. On écrit donc $t_1 = t_0 + x v_{line}$ et $t_2 = t_0 - x v_{line}$ où v_{line} est la vitesse de propagation du pulse dans la ligne, t_0 le temps d'arrivée de la particule sur le MCP. De là, on peut aisément déduire la position $x = (t_2 - t_1)v_{line}$ de même pour l'autre axe de positionnement.

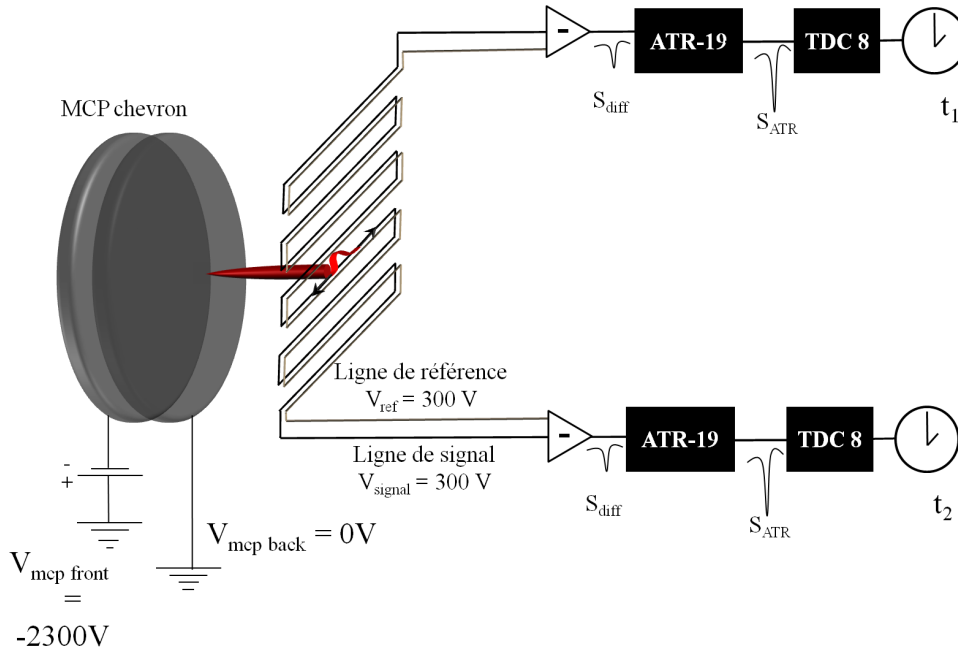


Figure 1.16 — Schéma de principe de la détection par lignes à retard. Un paquet d'électrons produits par le MCP lors de l'impact d'un atome métastable est accéléré vers l'anode à lignes à retard. Le signal électronique V_{signal} est extrait par comparaison avec la tension de la ligne de référence V_{ref} . Le signal produit est discriminé, amplifié pour obtenir un temps par une conversion temps-fréquence.

Le couplage de la méthode à une électronique rapide permet d'avoir une bonne résolution temporelle. En effet, une électronique à quelques centaines de nanosecondes permet de connaître les temps d'arrivée sur les MCPs, mais une électronique à quelques 400ps, comme c'est le cas ici, donne l'information supplémentaire du positionnement. Concernant la résolution spatiale, la taille des mailles n'est pas le facteur le plus déterminant. Le rapport signal à bruit des impulsions électroniques issues des lignes à retard est, quand à lui, crucial. La tension appliquée à l'anode (et par voie de conséquence la distance entre les MCPs et l'anode) s'impose comme paramètre prépondérant. Si la tension d'accélération des électrons est trop faible, l'impulsion électronique va couvrir plusieurs mailles dégradant la résolution. Inversement, si la tension est trop forte, il se peut que l'impulsion ne couvre pas bien le maillage (dans un cas limite). Il y a donc un optimum pour la valeur de la tension V_{signal} . La distance MCPs-anode est de 8 à 9mm, la distance entre une ligne de signal et une ligne de référence est de 0.5mm. Tant que l'empreinte du « burst » électronique est supérieure à une largeur typique de 5mm, alors le fait de resserrer la distance entre les deux lignes n'apporte pas un gain significatif dans la résolution. Dans notre cas, la tension optimale de l'anode est de 300 V pour avoir une résolution spatiale d'environ $150\mu\text{m}$ FWHM. La figure (1.17) récapitule les différentes étapes de traitement des signaux électroniques.

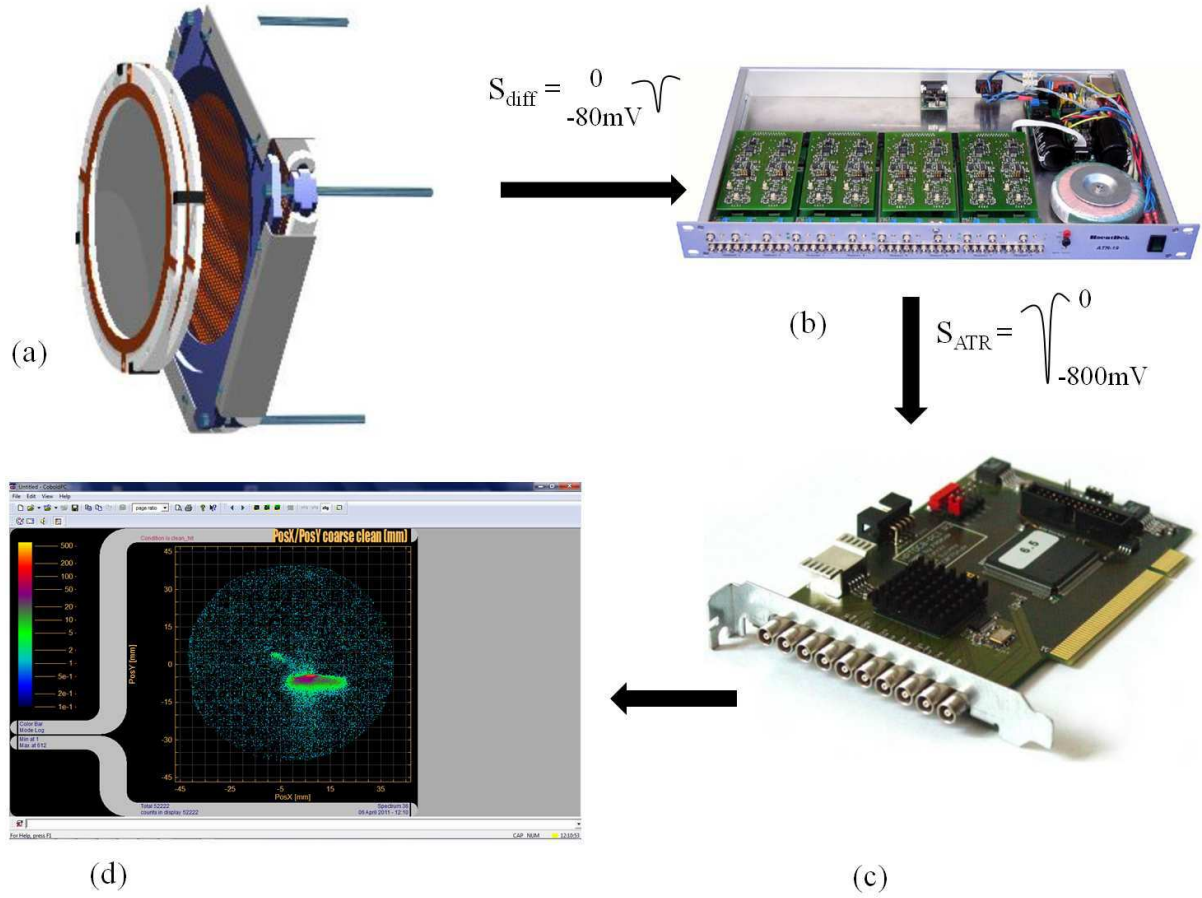


Figure 1.17 — Système complet de détection par lignes à retard. (a) Le détecteur à lignes à retard. (b) L'amplification et la discrimination des pulses se fait dans l'ATR-19. (c) Les 8 TDCs (time-to-digital converters) de la carte embarquée dans l'ordinateur permettent la conversion temps-fréquence des pulses électroniques. (d) Traitement des données *via* le logiciel Cobold fourni par le constructeur.

Electronique de traitement des signaux

La ligne de référence est portée à une tension continue $V_{ref} = 300\text{V}$. La ligne de signal est portée à une tension continue $V_{signal} = V_{ref} + 36\text{V} = 336\text{V}$. La différence de potentiel entre ces deux lignes est non nulle afin de minimiser l'erreur sur leurs différence. A l'arrivée d'un atome métastable, un pulse électronique de synchronisation est généré par le MCP. Il déclenche les horloges pour la détermination des positions et des temps (dans les TDCs). Il est envoyé à la sortie du burst électronique généré par l'effet d'avalanche dans le MCP. La gerbe électronique induit un excédant de charges sur la ligne de signal. Un circuit équivalent à un soustracteur extrait le pulse électronique S_{diff} par comparaison des lignes de signal et de référence. Cette impulsion de sortie S_{diff} a une amplitude de -80mV et une durée d'une centaine de ns. La conversion temps-fréquence opérée par le TDC (Time-to-Digital Converter) utilise le standard des pulses NIM (amplitude : -800mV , durée : quelques centaines de ns) imposé par le construc-

teur. Pour ce faire, le signal S_{diff} passe par l'ATR-19 qui permet la discrimination et l'amplification des impulsions (fig. 1.17-b) générant un signal S_{ATR} en forme NIM. Il est indispensable d'effectuer cette opération dans une unité indépendante et non pas dans le TDC (qui est dans l'ordinateur), tout d'abord pour des raisons d'encombrement évidentes, mais aussi afin de stabiliser en tension les sorties NIM. L'ATR-19 utilise un transformateur torique afin de limiter la présence de courants de fuite et de parasiter le moins possible les signaux. Le contrôle des seuils de déclenchement des différentes chaînes d'amplification de l'ATR-19 (8 au total) permet de mieux contrôler le bruit d'obscurité et les « faux-coups » du détecteur. On entend par « faux-coups » des impulsions qui pourraient être générées par l'amplification de signaux parasites sans avoir de déclenchement MCP au préalable. Le logiciel d'imagerie exclut les coups n'ayant pas 4 signaux d'anode rattachés au même signal MCP. A la sortie de l'ATR-19, il y a donc 1 signal MCP (de synchronisation) et 4 signaux d'anode tous mis en forme NIM. Ces signaux sont envoyés par la suite vers la carte HPTDC8 embarquée dans une station de travail comprenant un processeur 8 cœurs et une mémoire vive effective de 3Go. Il est important d'avoir une station de travail dégageant une grande puissance de calcul afin de ne pas être limité par le système d'exploitation.

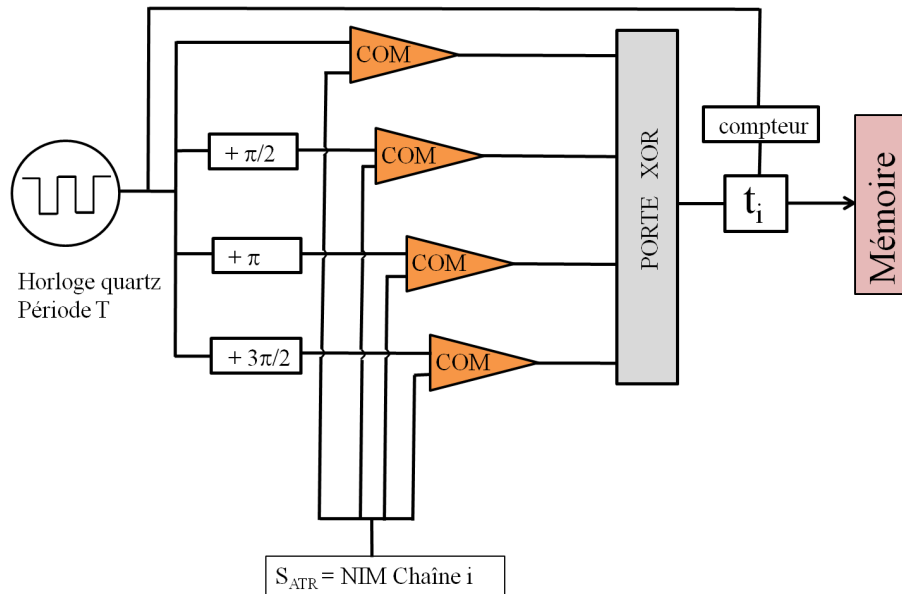


Figure 1.18 — Schéma de principe d'un Time-to-Digital Converter. Le signal S_{ATR} issu de l'ATR-19 est divisé en 4 chaînes. Chaque chaîne est comparée à un signal d'horloge décalé de $T/4$ (T étant la période de l'horloge à quartz). A la première coïncidence, la valeur du compteur est stockée dans une pile.

Le HPTDC8 est une carte comprenant 8 TDCs. Dans notre cas, on va utiliser 6 TDCs sur les 8. Le premier traite les pulses MCPs, le second traite les impulsions de déclenchement spécifiques à notre expérience (comme la synchronisation du hachage par le disque de temps de vol) et les quatre autres gèrent les signaux d'anode. La figure (1.18) représente le schéma de principe d'un TDC. Une horloge à quartz de

période T (fréquence typique de quelques GHz) est déclenchée par le signal MCP. Un compteur relié à cette horloge compte le nombre de périodes écoulées. Le signal d'horloge est séparé en 4 signaux (déphasés chacun de $\pi/2$ par rapport au précédent). Cette séparation offre une meilleure résolution temporelle car on divise la période T en 4, et à la première coïncidence avec le signal NIM entrant, la valeur du compteur est stockée dans une pile (FIFO). Le nombre qu'affiche le compteur représente le temps qui s'est écoulé entre l'arrivée de l'atome et l'arrivée du signal à une certaine extrémité de la ligne à retard. En fonction de la taille de la pile, l'opération est répétée un certain nombre de fois avant que les différentes piles des 4 TDCs soient envoyées vers une pile (buffer) des 4 coordonnées qui sont traitées numériquement par le logiciel Cobold fourni par le constructeur. Ce logiciel standard offre une grande latitude à l'utilisateur. L'interface utilisateur utilise des fichiers .ccf grâce auxquels l'utilisateur peut décider d'un fenêtrage temporel ou spatial, d'un changement de système de coordonnées...etc. Un autre avantage de cette méthode est que le traitement des données peut se faire *a posteriori*. Il n'aurait pas été possible de bénéficier de telles performances avec une sélection temporelle au niveau du détecteur (comme cela fût le cas pour la caméra Hamamatsu). Une fois l'acquisition commencée, toutes les données sont enregistrées, un post-traitement devenant possible.

Spécificités du détecteur

Il est important de reprendre les spécificités de notre détecteur afin de fixer certaines de ses limites pour nos expériences. Le gain des MCPs de 10^7 est un atout évident. Cependant, il faut être précautioneux compte tenu des flux fournis par la source atomique de notre expérience. Dans la littérature disponible sur ce type de détecteurs, le flux de saturation est de l'ordre de $125 \text{ kCoups/cm}^2 \text{ s}$. Pour le jet supersonique d'atomes lents, la divergence angulaire du faisceau est telle que nous ne sommes pas inquiétés, mais il en va autrement pour le jet thermique. La divergence angulaire de notre jet d'Ar* à 560 m/s est d'environ 0.5 mrad . Au niveau du détecteur, il ne fait pas plus de 2 mm^2 . Les flux atomiques autorisés sont donc de l'ordre de 2500 à 3000 c/s en régime continu (ce qui est inférieur aux flux fournis par notre source). Dans des expériences pulsées en temps de vol, de tels flux sont possibles sur des durées extrêmement courtes en raison de l'intensité locale que subirait le détecteur.

Comme nous l'avons déjà évoqué plus haut, le bruit d'obscurité de notre détecteur est très faible. Le détecteur est vendu pour un bruit d'obscurité inférieur à $1 \text{ c/cm}^2 \text{ s}$. Dans le cas d'un détecteur aussi sensible, ce bruit est, par nature, inhomogène spatialement en raison du coefficient d'amplification des MCPs qui peut varier. Les expériences que nous souhaitons mener nous autorisent à négliger en moyenne ce bruit d'obscurité, mais nous avons tout de même besoin de le caractériser spatialement. Il sera de moins en moins négligeable comparé aux flux d'atomes lents à basses vitesses. L'optimisation des niveaux de discrimination des signaux d'anode nous permet d'avoir un niveau de bruit de l'ordre $0.6 \text{ c/cm}^2 \text{ s}$. La figure (1.19) montre une image du bruit d'obscurité de notre détecteur. Dans notre cas, le bruit du détecteur est satisfaisant de par son homogénéité spatiale et temporelle (importante pour des expériences à faible flux déclenchées

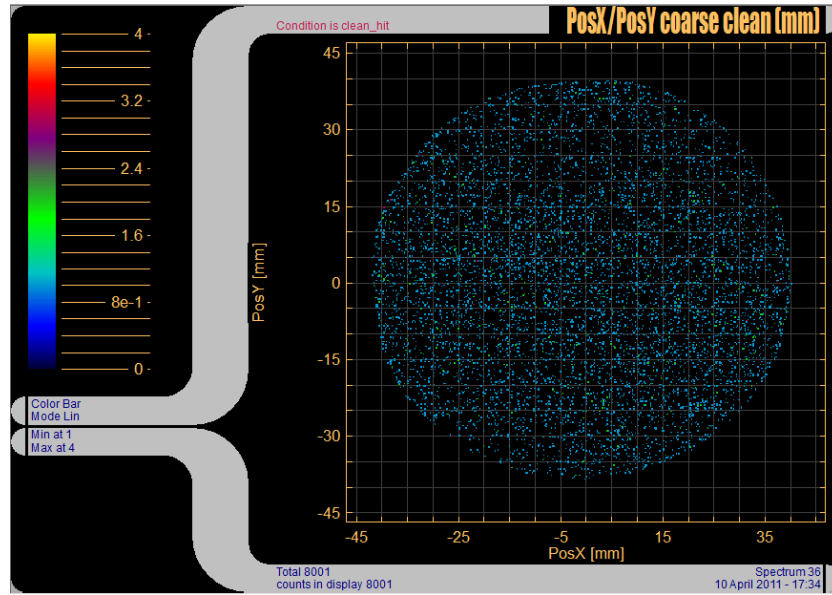


Figure 1.19 — Image montrant le bruit d’obscurité du détecteur DLD80, l’image montre 8000 coups de bruit (intégrés sur toute la surface du détecteur) sur un temps d’acquisition de 285s.

temporellement) ce qui est plus ou moins le cas pour ce type de détecteurs.

La localisation spatiale est étroitement liée à la résolution temporelle des événements. La résolution temporelle du détecteur est de 400ps, cette dernière est suffisamment basse pour étudier des phénomènes de corrélations, non étudiées ici mais qui pourront l’être à l’avenir. La résolution spatiale de $150\mu\text{m}$ FWHM est amplement suffisante pour permettre l’observation des transitions vdW-Z qui nécessitent une résolution millimétrique.

Influence de l’environnement sur le détecteur

Champ magnétique Une dernière question est celle de l’influence du champ magnétique sur le détecteur. Ce dernier a été testé par le constructeur Roentdek et aussi par notre équipe pour étudier le comportement en présence de champs magnétiques plus ou moins intenses. Les tests menés par la société étaient de placer le détecteur au centre de deux bobines de Helmholtz de façon à ce qu’il subisse le champ total de ces dernières. Dans le cas où le champ magnétique est perpendiculaire aux MCPs, l’effet du champ magnétique est négligeable quand ce dernier est inférieur à 50G. Cependant, lorsque ce dernier est parallèle au MCPs, l’effet sur le détecteur est bien plus important à des champs équivalents (quelques dizaines de Gauss). Le constructeur explique cet effet en se basant sur l’énergie des électrons à la sortie des MCPs (entre 50 et 300eV). Ces électrons doivent se propager jusqu’à l’anode, située à 8-9mm des MCPs. La tension entre ces deux points est de 300V. Le rayon cyclotron (en première approximation) que vont suivre les électrons (donné par $R = mv/|e^-|B$ avec $v = \sqrt{2V_{anode}|e^-|/m}$) est centimétrique pour un champ d’une cinquantaine de Gauss. Un calcul plus détaillé

nous montre que les électrons de 200eV rebrousse chemin au bout de 13mm. On ne perd donc pas les électrons, mais on les dévie fortement ce qui altère fortement la résolution de détecteur et l'image elle-même. Nous avons effectué le test en utilisant un électro-aimant de 400G placé à 5 cm du détecteur (ce qui nous donne un champ d'environ 10G au centre des MCPs et 30G au niveau de leurs rayons). Effectivement, l'image prise avec un champ magnétique orthogonal est déplacée de 3-4mm par rapport à l'image sans champ. Ceci n'est pas un problème pour nous car le seul champ magnétique conséquent que nous appliquons (entre 100G et 300G) est au niveau du réseau nanométrique. Il sera à une distance de 43cm et le champ de fuite est nul à cette position.

Rayonnement thermique de l'électroaimant Le constructeur garantit les MCPs pour des températures de fonctionnement allant de -5°C à 70°C , mais pas pour l'anode. L'électro-aimant que nous allons utiliser pour générer ce champ magnétique délivre un champ de 200G pour 250mA de courant. Sa résistance totale est de $47\ \Omega$. La puissance dégagée par effet Joule est d'environ 3W et aucun dispositif de refroidissement n'est possible simplement. Pour des champs plus élevés, nous avons constaté des effets considérables (essentiellement thermiques) pour des courants de l'électroaimant supérieurs à 250mA. Ces effets sont causés par la chauffe du bobinage de l'électroaimant. Ils consistent en un ensemble d'artéfacts localisés dont l'amplitude évolue comme celle des pics vdW-Z en fonction du temps. Pour parer à ce problème, nous avons placé une plaque en bronze trouée entre le réseau et le détecteur (écran thermique). De plus, une seconde série d'artéfacts apparaît lors de la montée et la descente du champ magnétique. Cet effet, non-identifié (peut-être un effet d'induction), a été contourné par un fenêtrage temporel de l'acquisition. A titre indicatif, nous avons dû supprimer 140ms de signal atomique sur 5s d'acquisition avec champ magnétique pour nous affranchir de ces artéfacts.

Ce détecteur nous a donné la possibilité d'étudier le jet d'atomes lents. A flux atomique et puissance laser constants, une première étude nous a permis de voir que la densité atomique dans la zone de la fente était bien plus faible que sur les bords du miroir. Ceci laisse présager d'une structure assez particulière du jet d'atomes lents. Une caractérisation bien plus systématique s'impose à nous afin de bien maîtriser notre jet et l'utiliser au mieux. Le chapitre suivant traite de cette étude expérimentale et théorique.

Chapitre 2

Caractérisation du jet supersonique d'atomes lents

Afin de mener à bien des expériences de type diffraction inélastique, il est important de caractériser le jet d'Ar* ralenti et de bien comprendre sa dynamique interne. Cette caractérisation permettra de connaître la position de la source effective ainsi que sa taille (d'où, par la même occasion, son rayon de cohérence), son ouverture angulaire ainsi que ses distributions de vitesse longitudinale et transverse. Un grand nombre de travaux ont été consacrés à l'étude théorique et expérimentale du ralentissement Zeeman. Du point de vue théorique, il a souvent été question de modéliser l'effet du ralentisseur en utilisant la force radiative [24–26], qui est un effet moyenné. Il ne permet pas de voir les effets de bord qui jouent un rôle crucial dans notre configuration expérimentale. Ces effets de bord sont essentiellement dûs à la taille du faisceau optique dans le faisceau laser. Du point de vue expérimental, l'étude des jets ralentis (quelque soit l'atome choisi) n'a jamais été poussée au point de faire une imagerie pulsée en temps de vol dans le but de discerner les faisceaux lents et « décroché » [20, 27–30]. La raison principale de ce manque d'informations réside dans l'intention de piéger immédiatement les atomes issus du ralentisseur Zeeman dans un piège magnéto-optique ou bien de les collimater transversalement. Il y a eu quelques études de ce type [31, 32], cependant il n'a jamais été question d'un jet supersonique, dont l'ouverture angulaire initiale et la distribution de vitesses sont très fines. Nous allons montrer, au fil des résultats expérimentaux et numériques de ce chapitre, que l'élargissement du jet supersonique représente la limite inférieure naturelle du ralentissement Zeeman. En effet, en modélisant une source atomique ponctuelle parfaitement monocinétique, on se rend compte que le faisceau lent final obtenu par le calcul reproduit bien les résultats expérimentaux.

2.1 Modélisation du jet supersonique lent

Il s'agit pour nous de modéliser la trajectoire d'un atome par une méthode Monte-Carlo. Cette méthode nous permet de discrétiser le trajet atomique et de le ségmenter

en plusieurs cycles d'absorption (aléatoires en temps et en position). Cet atome est soumis à la pression de radiation d'un laser de longueur d'onde $\lambda_L = 811.531nm$ et décalé en fréquence vers le rouge de $\delta_L = -340MHz$ (ce point a été développé plus largement au chapitre (1)). Le champ magnétique permet de maintenir l'atome à résonance en imposant la condition $2\pi\delta_L - k_L(v_z)_{RES}(z) - [(g_fm_f - g_im_i)\mu_B B(z)/\hbar] = 0$ (voir la section(1.4) du chapitre (1)). Nous verrons plus loin que cette condition reste importante même dans le cas où le champ magnétique s'annule et pour une vitesse $v_z(z)$ différente de la vitesse de résonance $(v_z)_{RES}(z)$. La figure (2.1) représente le schéma de principe de l'expérience qui a permis d'étudier le ralentissement du jet de métastables. Ce schéma de principe a été la base des modélisations numériques. La source d'atomes métastables est placée à l'origine d'un trièdre orthonormé $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ dont le vecteur \vec{u}_z est orienté dans la direction de propagation des atomes. Le faisceau optique, contrapropageant pour les atomes, est focalisé à une distance $z_{foc} = 0.7m$ en amont du premier ralentisseur. Le début du premier ralentisseur est à une position $z_{ZI} = 0.25 m$ de la source atomique ponctuelle.

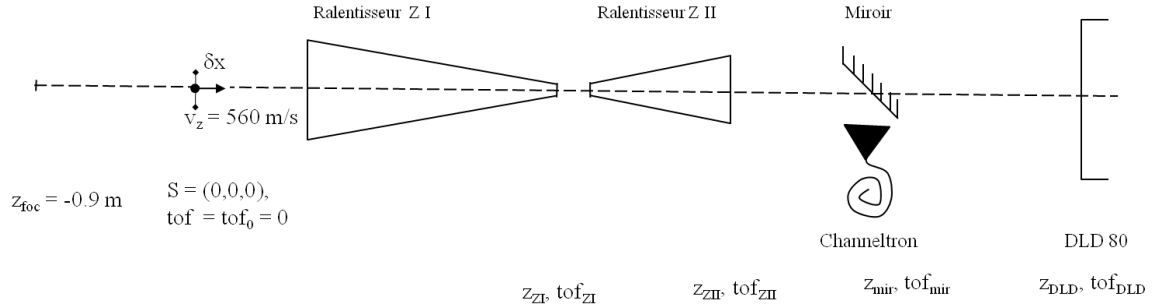


Figure 2.1 — Schéma de principe du dispositif d'étude du jet d'atomes ralenti. L'origine des temps et des positions est le disque de temps de vol (représenté par la source S). La mesure des temps de vol se fait grâce au channeltron et au détecteur à position avec un vol libre entre les deux. L'imagerie se fait *via* le détecteur à position.

Nous allons décomposer le mouvement d'un atome du jet d'Ar* en une succession de cycles « absorption-émission spontanée » et chaque cycle i sera à son tour décomposé en quatre étapes :

1. Propagation libre de l'atome à la vitesse \vec{v}_i pendant un temps aléatoire t_{abs} .
2. Absorption d'un photon, la vitesse devenant $\vec{v}_{i+1} = \vec{v}_i + \vec{v}_{rec}$ avec $v_{rec} = \frac{\hbar k_L}{M_{Ar^*}} = 0.0123m/s$ où M_{Ar^*} est la masse de l'atome d'argon métastable.
3. Propagation libre pendant un temps aléatoire t_{em} compris dans la largeur naturelle du niveau radiatif 3D_3 .
4. Emission spontanée d'un photon entraînant que $\vec{v}_{i+2} = \vec{v}_{i+1} + \vec{v}_{al}$ avec $\vec{v}_{al} = v_{rec} \vec{u}_{al}$.

La figure (2.2) représente une schématisation des étapes d'un cycle « absorption-émission spontanée ».

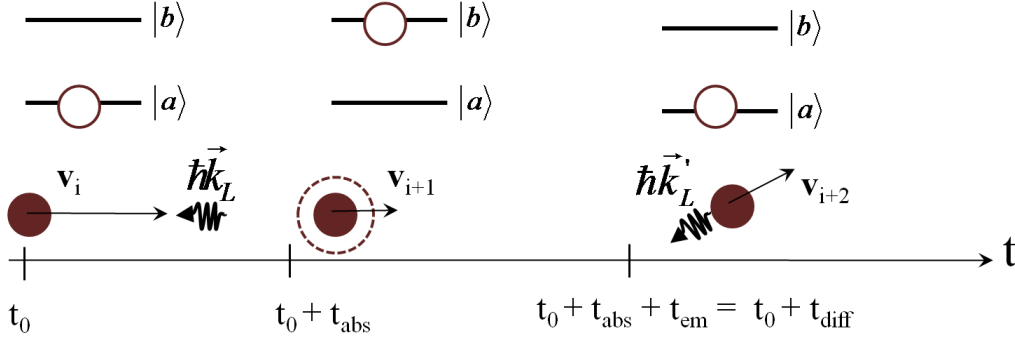


Figure 2.2 — Modélisation d'un cycle d'absorption - émission spontanée. Le temps de propagation t_{abs} représente le temps de propagation libre avant absorption du premier photon réémis par émission spontanée. Le temps t_{em} représente le temps durant lequel l'atome reste dans l'état excité avant de réémettre un photon (par émission spontanée) dans une direction aléatoire.

2.1.1 Propagation libre avant absorption

La question la plus délicate est celle de la détermination du temps d'absorption et de sa densité de probabilité. On ne souhaite pas déterminer le temps d'absorption du premier photon, mais celui de l'absorption du premier photon réémis par émission spontanée. Dans cette investigation, notre point de départ a été celui du taux de diffusion du photon qui découle naturellement de la résolution des équations de Bloch optiques. L'introduction de ce taux de diffusion Γ_{diff} est très bien développée par Metcalf et van der Straten [33]. Ce taux de diffusion s'interprète comme suit : considérons un atome (représenté par un système à deux niveaux) dans un processus de ralentissement par un faisceau laser de paramètre de saturation $s_0(x,y,z) = I(x,y,z)/I_{sat}$ avec ici $I_{sat} = 1.4 \text{ mW/cm}^2$. Il subit des cycles d'absorption-émission stimulées (uniquement contrôlés par le paramètre de saturation). Le taux de diffusion Γ_{diff} représente le nombre de photons émis par émission spontanée par seconde. Les cycles d'absorption-émission stimulées sont totalement transparents mécaniquement. En effet, un photon absorbé va communiquer un recul à l'atome alors qu'un photon émis par émission stimulée un recul opposé. En moyenne, la vitesse longitudinale ne variera pas, et l'impact sur la vitesse transverse sera, lui aussi, nul. Connaissant le taux de diffusion du photon et la durée de vie du niveau haut ($\Gamma = 2\pi \cdot 5.8 \text{ MHz}$), on peut estimer un temps d'absorption t_{abs} et sa densité de probabilité. Partons donc de la définition de Γ_{diff} (rappelons que $t_{diff} = 1/\Gamma_{diff}$) :

$$\Gamma_{diff} = \frac{s_0(x,y,z) \frac{\Gamma}{2}}{1 + s_0(x,y,z) + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.1)$$

avec $\Delta = 2\pi \delta_L + \vec{k}_L \cdot \vec{v} - [(g_f m_f - g_i m_i) \mu_B B(z)/\hbar]$. La figure (2.3) montre le temps de diffusion dans le domaine 0 - 100 ns en fonction de la position et de la vitesse. La dépendance en champ magnétique est implicitement contenue dans la dépendance en position. On observe que ce temps est borné inférieurement par un temps $(t_{diff})_{min} = 2/\Gamma$. Le minimum du temps de diffusion représente la résonance, c'est à

dire que pour une valeur précise de la vitesse $v_z(z) = v_{RES}(z)$, le temps de diffusion moyen est minimum. La largeur de cette résonance est uniquement commandée par le paramètre de saturation $s_0(x,y,z)$. Ce paramètre de saturation est habituellement de l'ordre de la dizaine dans les expériences de ralentissement Zeeman. Il n'est pas conseillé d'avoir un paramètre de saturation très grand, car cela élargirait la résonance et entraînerait un mauvais contrôle de l'absorption quand le champ magnétique s'annule. Nous reviendrons sur l'effet de ce paramètre dans la section (2.2.3). La vitesse de résonance est la vitesse pour laquelle le désaccord Δ est nul. On en déduit immédiatement que $v_{RES}(z)$ est une fonction de la position (*via* l'inhomogénéité du champ magnétique en fonction de la coordonnée z). Il est donc, en principe, possible de déduire du temps $\langle t_{diff} \rangle = \langle t_{abs} \rangle + \langle t_{em} \rangle$ une valeur moyenne du temps d'absorption t_{abs} et une densité de probabilité qui ne s'éloignerait pas trop de la réalité en considérant la dynamique du jet d'atomes pendant le processus de ralentissement et vérifier nos choix *a posteriori* en confrontant les résultats numériques et expérimentaux.

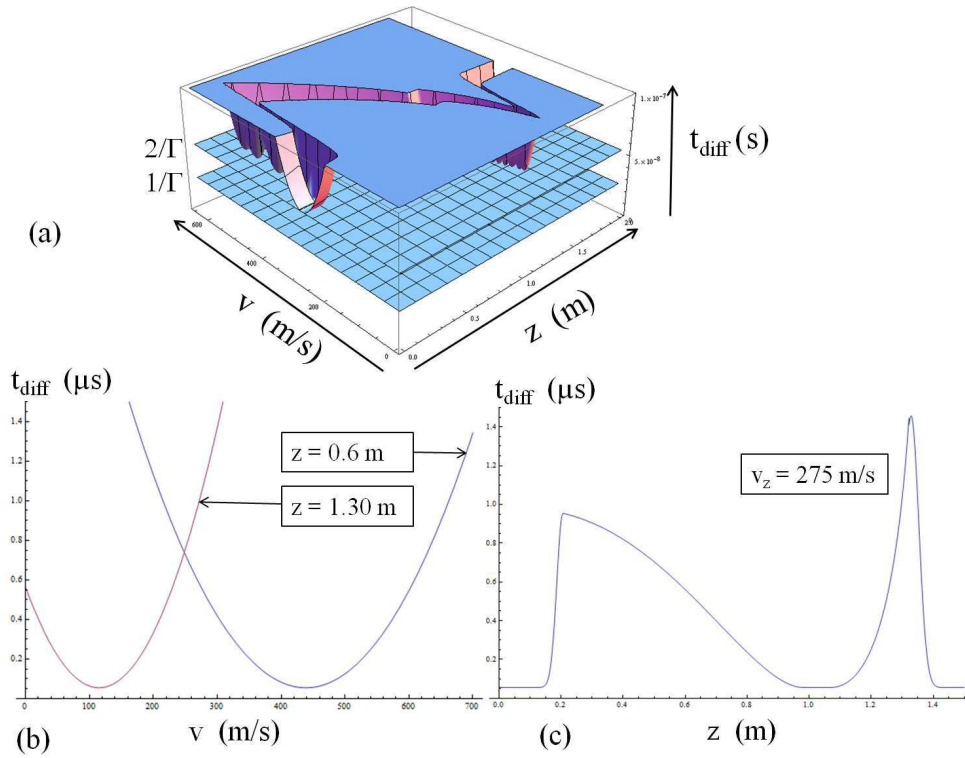


Figure 2.3 — (a) Temps de diffusion en fonction de la vitesse de l'atome et de sa position z le long du ralentisseur (*i.e.* du champ magnétique $B(z)$) dans le domaine 0 - 100 ns. A résonance, la vitesse suit le champ magnétique le long du parcours et le temps de diffusion est minimal. (b) Temps de diffusion en fonction de la vitesse pour deux positions dans le ralentisseur $z = 0.6$ m (au milieu du premier ralentisseur) et $z = 1.30$ m (dans le second ralentisseur). (c) Temps de diffusion en fonction de la position de la position pour $v_z = 275$ m/s. Le temps de diffusion est minimum aux positions z telles que $B(z)=0$.

La difficulté d'une telle démarche réside dans le fait qu'il faille, connaissant les deux densités de probabilité ρ_{diff}, ρ_{em} des variables aléatoires t_{diff} et t_{em} , déterminer une densité de probabilité $\rho(t_{diff}, t_{em})$ différente du produit des deux densités - les variables aléatoires n'étant pas indépendantes puisqu'il faut aussi imposer la contrainte supplémentaire que $t_{diff} > t_{em}$. La difficulté est donc de trouver la fonction $\rho(t_{diff}, t_{em})$ telle que :

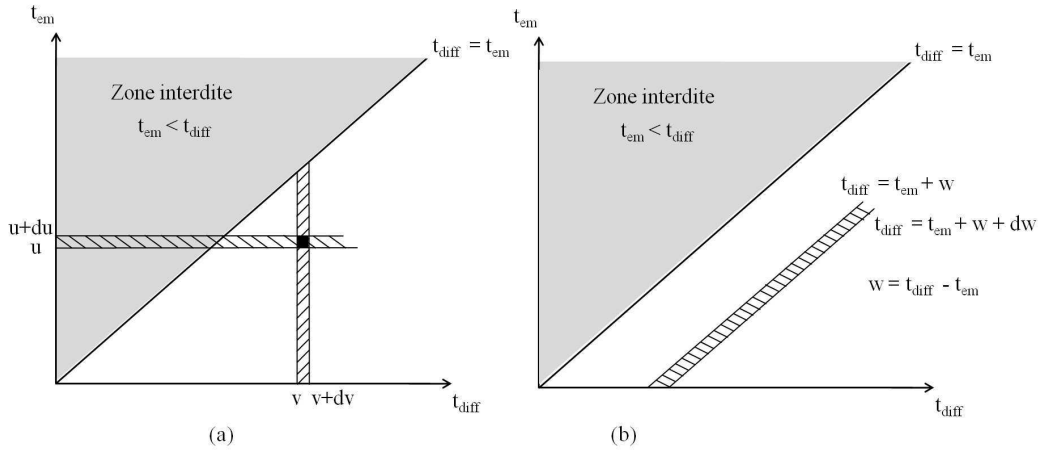


Figure 2.4 — (a) Domaines d'intégration de la densité de probabilité $\rho(t_{diff}, t_{em})$ pour des valeurs aléatoires u et v des variables aléatoires t_{diff} et t_{em} . (b) Domaine d'intégration de la densité de probabilité $\rho(t_{diff}, t_{em})$ pour une valeur aléatoire w de la différence $w = t_{diff} - t_{em}$.

$$\left\{ \begin{array}{ll} \int_0^v dt_{em} \rho(t_{diff}, t_{em}) dv & = \rho_{diff}(v) dv & (a) \\ \int_u^{+\infty} dt_{diff} \rho(t_{diff}, t_{em}) du & = \rho_{em}(u) du & (b) \\ \iint_D \rho(t_{diff}, t_{em}) dt_{em} dt_{diff} & = \int_0^\infty dt_{em} \int_{t_{em}+w}^{t_{em}+w+dw} dt_{diff} \rho(t_{diff}, t_{em}) & (c) \end{array} \right. \quad (2.2)$$

où u et v sont des valeurs que prennent les variables aléatoires t_{diff}, t_{em} et $t_{diff} - t_{em} = w \geq 0$. Le domaine D est défini comme étant le demi-espace limité par l'axe des temps de diffusion et la première bissectrice (voire figure (2.4 -a)). Les équations (2.2-a) et (2.2-b) imposent que l'intégration de la densité $\rho(t_{diff}, t_{em})$ sur l'une des deux variables aléatoires doit donner la densité de l'autre variable. L'équation (2.4 -c) indique que l'intégration de la densité $\rho(t_{diff}, t_{em})$ sur t_{diff}, t_{em} doit nous permettre de remonter la densité de la différence $w = t_{diff} - t_{em}$ (figure (2.4 -b)). En développant les équations précédentes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \int_0^v dt_{em} \rho(v, t_{em}) & = \Gamma_{diff} e^{-\Gamma_{diff} v} \\ \int_u^{+\infty} dt_{diff} \rho(t_{diff}, u) & = \Gamma e^{-\Gamma u} \\ \iint_D \rho(t_{em}, t_{diff}) dt_{em} dt_{diff} & = \int_0^\infty dt_{diff} \rho(t_{diff} + w, t_{diff}) dw \end{array} \right. \quad (2.3)$$

On voit qu'un tel problème est assez inextricable. En effet, la simple unicité de la solution $\rho(t_{em}, t_{diff})$ est difficile à montrer. De plus, une solution analytique est difficile à trouver. Ces difficultés nous mènent à approcher la densité de probabilité de la variable $t_{abs} = t_{diff} - t_{em}$ par une fonction, simple et accessible uniquement en utilisant les valeurs moyennes $\langle t_{diff} \rangle = \Gamma_{diff}^{-1}$ et $\langle t_{em} \rangle = \Gamma^{-1}$.

Pour cela, une simple modélisation numérique de tirages aléatoires permet de tracer la densité de probabilité de la variable aléatoire t_{abs} (en imposant évidemment que $t_{abs} > 0$). Ce calcul numérique prend pour base $\Gamma = 2\pi \times 5.8 \text{ MHz}$ et $\Gamma_{diff} = \Gamma/2$. On peut ajuster cette densité de probabilité (voir figure (2.5-a)) par une fonction en $(t + \beta)^\alpha$. Cependant, en ajustant la densité de probabilité de la sorte, on ne garantit en aucun cas l'adaptabilité lors de la variation de Γ_{diff} le long du parcours (*i.e.* en fonction de $s_0(x, y, z)$ et $B(z)$). Ce problème nous amène donc à approcher cette densité de probabilité par une fonction dépendant de la valeur de Γ_{diff} et dont, ce qui est démontrable, la valeur moyenne de la différence de deux exponentielles est la différence de ces deux valeurs moyennes. Nous avons pris le parti de fiter la densité de probabilité du temps d'absorption par la fonction $\rho_{abs}(t_{abs})$ définie par $\rho_{abs}(t_{abs}) = (1/\Gamma_{diff} - 1/\Gamma)^{-1} \exp[-(1/\Gamma_{diff} - 1/\Gamma)^{-1}t]$ (voir figure (2.5-b)) pour les raisons suivantes :

1. Pour atteindre une décélération optimale à 50m/s avec notre ralentisseur Zeeman, nous avons besoin d'absorber environ $(560 - 50)/V_{rec} \approx 40000$ photons. Sur un nombre de cycles aussi important, ce qui compte - pour la décélération- c'est la valeur moyenne du temps d'absorption. Celle-ci est connue ($\langle t_{abs} \rangle = \Gamma_{diff}^{-1} - \Gamma^{-1}$).
2. L'approximation par l'exponentielle décroissante défavorise légèrement les temps aléatoires t_{abs} petits. Ces temps n'ont pas un sens physique réel car on a montré plus haut que la valeur moyenne du temps de diffusion vaut au minimum $2t_{em}$. De ce fait, les temps d'absorption faibles sont assez peu probables dans la dynamique du jet atomique lent. De plus, lorsque le jet atomique sort du faisceau optique le paramètre de saturation diminue. Ceci entraîne bien évidemment une augmentation de la valeur moyenne de t_{diff} et donc, par ricochet, les temps d'absorption vont tendre de moins en moins vers des valeurs nulles (la valeur moyenne de t_{em} étant une constante imposée par la largeur naturelle du niveau haut).
3. Cette fonction approchée est facilement ajustable aux paramètres clés du problème que l'on se pose car elle est directement liée au paramètre de saturation et au champ magnétique.

La première étape du cycle consiste en premier lieu en la génération d'un nombre aléatoire $t_{abs} = -(1/\Gamma_{diff} - 1/\Gamma) \log[Rn[0,1]]$ où $Rn[0,1]$ est un nombre réel aléatoire généré dans l'intervalle $[0,1]$. Durant ce temps t_{abs} , la propagation de l'atome est libre,

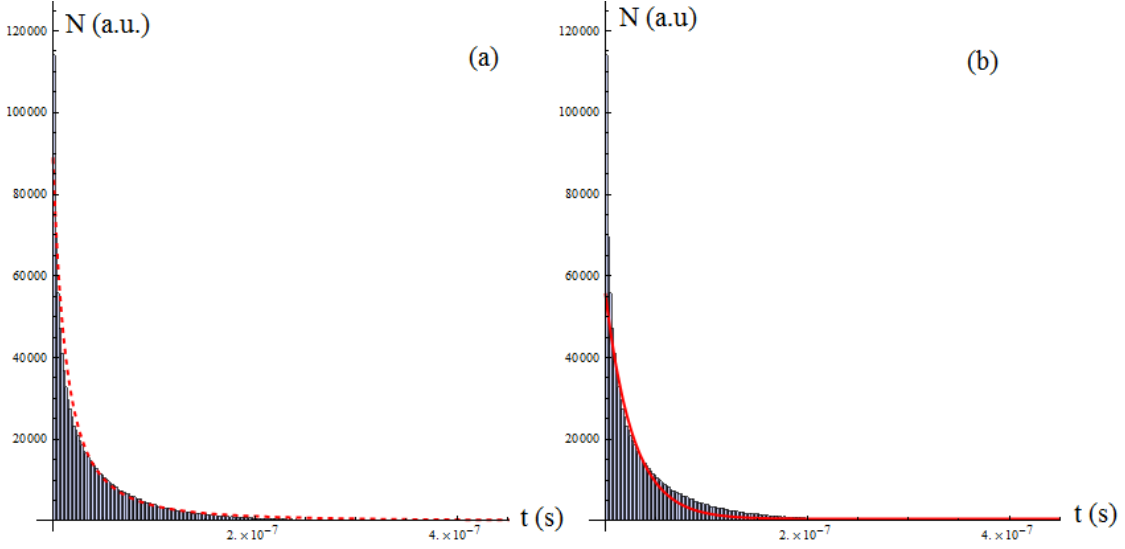


Figure 2.5 — (a) Densité de probabilité $\rho_{abs}(t_{abs})$ de la variable aléatoire t_{abs} ajustée par une fonction appropriée en $(t + \beta)^\alpha$ (trait en pointillés). (b) Densité de probabilité ajustée par la fonction en $(1/\Gamma_{diff} - 1/\Gamma)^{-1} \exp[-(1/\Gamma_{diff} - 1/\Gamma)^{-1}t]$ (trait plein)

i.e. ce dernier est totalement transparent aux photons. Une constatation importante à faire est celle que, pour des temps d'absorption de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes comme c'est le cas ici, l'atome se déplace au plus de quelques microns tant et si bien que le champs magnétique et le paramètre de saturation ne varient presque pas. Ceci justifie « la zone noire » (*i.e.* le temps de propagation libre avant absorption d'un photon) durant laquelle l'atome n'est sensible à aucun de ces paramètres. Après qu'il ait absorbé un photon, on écrit la vitesse \vec{v}_{i+1} de l'atome comme suit :

$$\vec{v}_{i+1} = \begin{cases} \vec{v}_i \cdot \vec{u}_x + \frac{\hbar}{M_{Ar*}} \vec{k}_x \cdot \vec{u}_x \\ \vec{v}_i \cdot \vec{u}_y + \frac{\hbar}{M_{Ar*}} \vec{k}_y \cdot \vec{u}_y \\ \vec{v}_i \cdot \vec{u}_z + \frac{\hbar}{M_{Ar*}} \vec{k}_z \cdot \vec{u}_z \end{cases} \quad (2.4)$$

où les composantes du vecteur d'onde \vec{k} se déduisent facilement de l'expression des équiphases dans une onde gaussienne. Pour une propagation vers les z négatifs, ces équiphases $\Phi(r, z)$ s'écrivent :

$$\Phi(\rho, z) = -k(z - z_{foc}) - \arctan\left(\frac{z - z_{foc}}{\Xi}\right) - \frac{k(z - z_{foc})(x^2 + y^2)}{2((z - z_{foc})^2 + \Xi^2)} \quad (2.5)$$

Avec $\Xi = \pi\omega_0/\lambda$, et dans notre cas, $z_{foc} = -0.9\text{m}$, l'origine des positions étant située au niveau du disque de temps de vol (car c'est là l'origine temporelle des temps de vol). Ceci traduit simplement le fait que la focalisation du faisceau optique a lieu 90 cm avant l'entrée du premier ralentisseur Z1 (voir chapitre (1)). Les vecteurs d'onde

dans un faisceau gaussien sont liés au gradient de la phase par rapport aux variables ρ et z . Les composantes cartésiennes du vecteur d'onde $\vec{k}(x, y, z)$ s'écrivent donc :

$$\vec{k}(x, y, z) = \begin{pmatrix} \partial_\rho \Phi(\rho, z) \cos \Phi \\ \partial_\rho \Phi(\rho, z) \sin \Phi \\ \partial_z \Phi(\rho, z) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

En injectant l'expression des équiphases développée dans l'équation (2.5), l'équation ci-dessus donne donc :

$$\vec{k}(x, y, z) = \begin{pmatrix} k \frac{-(z-z_{foc})x}{(z-z_{foc})^2 + \Xi^2} \\ k \frac{-(z-z_{foc})y}{(z-z_{foc})^2 + \Xi^2} \\ -k - \frac{\Xi}{(z-z_{foc})^2 + \Xi^2} - \frac{k}{2}(x^2 + y^2) \left(\frac{-(z-z_{foc})^2 + \Xi^2}{[(z-z_{foc})^2 + \Xi^2]^2} \right) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Pour résumer, on génère un temps aléatoire d'absorption t_{abs} durant lequel l'atome se propage librement. A $t = t_{abs}$, on ajoute au vecteur vitesse une composante de recul directement liée aux vecteurs d'onde du faisceau gaussien. Après ce recul, l'atome se propage librement avec cette nouvelle vitesse pendant un temps aléatoire $t_{em} = -\Gamma \log[Rn[0,1]]$ qui correspond à la durée de vie de l'état excité. A l'issue de ce temps vient une désexcitation par émission spontanée, processus qui mérite d'être développé davantage.

2.1.2 Emission spontanée

Après un temps t_{em} , le processus d'émission spontanée ajoute un vecteur vitesse aléatoire $\vec{v}_{al} = \frac{\hbar k_L}{M} \vec{u}(\theta_{al}, \varphi_{al})$ avec $\vec{u} = \sin \theta_{al} \cos \varphi_{al} \vec{u}_x + \sin \theta_{al} \sin \varphi_{al} \vec{u}_y + \cos \theta_{al} \vec{u}_z$ un vecteur unitaire aléatoire. L'angle θ_{al} est la colatitude et l'angle φ la longitude dans un référentiel cartésien où l'axe (Oz) est celui de la propagation des atomes. La transition cyclante étant une transition $\Delta m = +1$, la polarisation de la lumière réémise doit l'être de polarisation σ^+ . Ceci impose la prise en compte du diagramme de rayonnement d'un dipôle tournant dans le plan transverse (xOy) par rapport à la propagation du jet atomique (\vec{u}_z). Le diagramme de rayonnement a la symétrie de révolution selon l'angle φ mais pas selon θ . En effet, on peut écrire l'énergie rayonnée $E(\theta, \varphi)$ par un dipôle tournant (qui peut être assimilé à deux dipôles oscillant en quadrature) dans un certain angle solide élémentaire $d\Omega$ sous la forme suivante :

$$E(\theta, \varphi) = I(\theta, \varphi) d\Omega \quad (2.8)$$

où le diagramme de rayonnement est donné par la fonction $I(\theta, \varphi)$. Dans le cas d'un dipôle tournant, l'équation (2.8) s'écrit :

$$E(\theta, \varphi) = C^{te} \frac{[\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \theta] \sin \theta d\theta d\phi}{4\pi} \quad (2.9)$$

Le diagramme de rayonnement est donc donné par :

$$I(\theta, \varphi) = C^{te}(\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \theta) \quad (2.10)$$

La figure (2.6) illustre les directions d'émission des photons de l'atome (*i.e.* le diagramme de rayonnement) dans le cas d'un atome ralenti par un faisceau laser polarisé σ^+ transversalement à la direction de propagation.

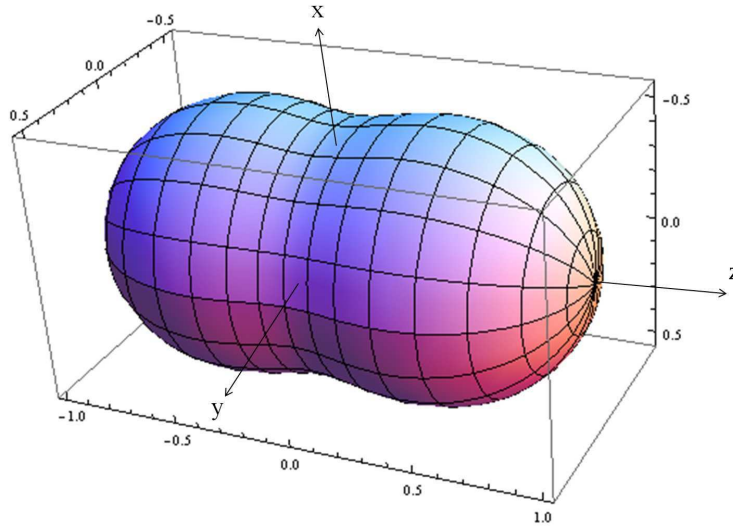


Figure 2.6 — Diagramme de rayonnement en 3 Dimensions d'un dipole tournant dans le plan (xOy).

Intéressons-nous à présent à la fonction $I(\theta, \varphi)$ et à la modélisation de l'émission spontanée reproduisant le diagramme de l'équation (2.10). La symétrie de révolution du diagramme de rayonnement autour de l'axe (Oz) implique que l'angle azimutal φ_{al} soit choisi aléatoirement dans l'intervalle $[0, 2\pi]$ ($\varphi = 2\pi Rn[0,1]$). Quand à la colatitude, il nous faut déterminer la loi de probabilité $P_\xi(\xi)$ de la variable aléatoire $\xi = Rn[-1,1]$. Pour définir la constante dans l'équation (2.9), il suffit d'égaliser la probabilité totale d'émission à 1 comme suit :

$$\int d\varphi \int C^{te} \frac{1}{2} [1 + \cos^2 \theta] d\cos \theta = 1 \quad (2.11)$$

La densité de probabilité de la variable aléatoire $u = g(\xi)$, $\rho_u(u) = \frac{1}{2}(1 + u^2)$ avec $u = \cos \theta$ permet donc d'écrire la probabilité $P(\alpha, \alpha + d\alpha)$ que la variable aléatoire u soit comprise dans l'intervalle $[\alpha, \alpha + d\alpha]$:

$$P(\alpha, \alpha + d\alpha) = \rho_u(u) du = \rho_\xi(\xi) d\xi \quad (2.12)$$

où $\forall \xi, \rho_\xi(\xi) = 1$ est la densité de probabilité normalisée de la variable aléatoire $\xi = Rn[-1,1]$. On en déduit donc :

$$\rho_u(u) = \frac{1}{2}(1 + g^2(\xi)) = \left| \frac{d\xi}{du} \right| = \frac{1}{g'(\xi)} \quad (2.13)$$

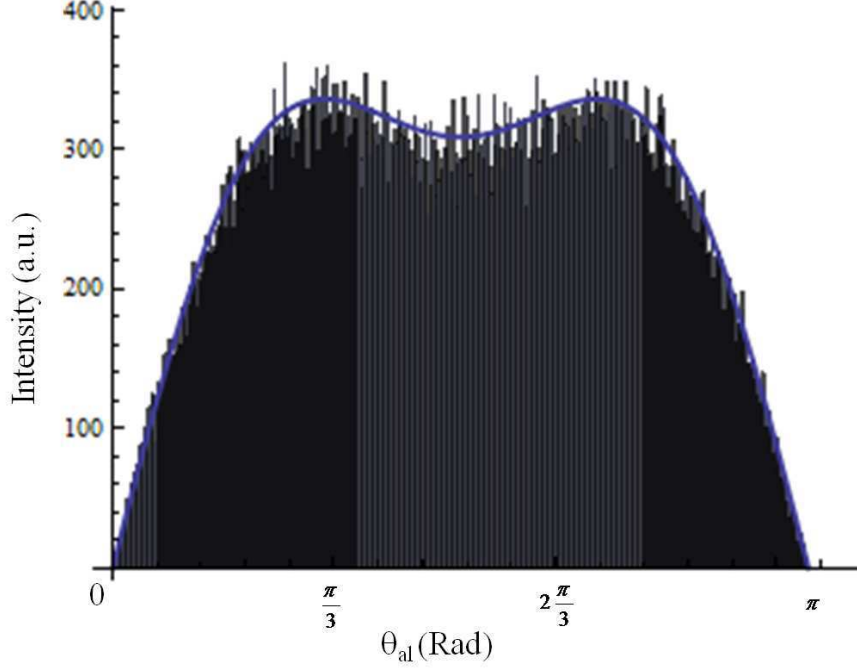


Figure 2.7 — Simulation numérique de la colatitude aléatoire θ_{al} sur 10^6 itérations ajustée par la fonction $\cos^2\theta + 0.5\sin^2\theta$ (en trait plein). On voit que la densité de probabilité de la variable aléatoire reproduit bien le diagramme de rayonnement d'un dipôle tournant.

d'où l'équation $1 + g^2(\xi) = dx$ régissant la fonction $g(\xi)$ qui peut se définir par :

$$g^3(\xi) + 3g(\xi) - X = 0 \quad (2.14)$$

avec $X = \xi - \xi_0$. La valeur de ξ_0 ne fait que changer la constante multiplicative à ajouter devant la variable $\xi = Rn[-1,1]$, de même la constante de normalisation de la densité de probabilité $\rho_u(u)$ importe peu car elle est incluse dans cette même constante multiplicative ajustable. La résolution de l'équation (2.14) nous donne, pour l'angle $\theta_{al} = \arccos(g(x))$:

$$\theta_{al} = \arccos[g(\xi)] = \frac{-2 + 2^{1/3}(3\xi + \sqrt{4 + 9(1.331\xi)^2})^{2/3}}{2^{2/3}(3\xi + \sqrt{4 + 9(1.331\xi)^2})^{1/3}} \quad (2.15)$$

La figure (2.7) montre une simulation numérique réalisée sur un million d'itérations afin de vérifier la pertinence de cette définition de la colatitude aléatoire θ_{al} . Le diagramme de rayonnement en $\cos^2\theta + \frac{1}{2}\sin^2\theta$ est bien reproduit. Un second critère consiste à vérifier que le vecteur $\vec{u}(\theta_{al}, \varphi_{al})$ introduit en début de section est bien un vecteur

unitaire, ce qui a été vérifié par une simulation numérique. Nous avons donc généré un vecteur aléatoire unitaire reproduisant l'émission spontanée d'un atome ralenti par une lumière polarisée circulairement.

Après l'émission spontanée, le vecteur vitesse de l'atome s'écrit :

$$\vec{v}_{i+2} = \begin{cases} \vec{v}_{i+1} \cdot \vec{u}_x + \frac{\hbar k_L}{M} \sin \theta_{al} \cos \varphi_{al} \\ \vec{v}_{i+1} \cdot \vec{u}_y + \frac{\hbar k_L}{M} \sin \theta_{al} \sin \varphi_{al} \\ \vec{v}_{i+1} \cdot \vec{u}_z + \frac{\hbar k_L}{M} \cos \theta_{al} \end{cases} \quad (2.16)$$

A l'issue de cette étape, le cycle défini plus haut est achevé et l'on peut réitérer les opérations précédentes jusqu'à ce que la condition spatiale ($z \leq z_{det}$) ne soit plus vérifiée. Bien sûr, pour qu'elle soit acceptable statistiquement, l'expérience doit être répétée sur un grand nombre d'itérations (*i.e.* d'atomes).

2.2 Résultats théoriques et expérimentaux

Il est important d'évaluer la pertinence de notre modèle, mais aussi ses limites avant de démarrer une étude portant sur les effets du laser sur le jet supersonique d'atomes lents, ou encore l'évolution des différentes caractéristiques optiques du jet ralenti. Un premier test consiste à comparer les temps de vol expérimentaux et simulés (sur le channeltron ou le détecteur) et analyser le nombre de photons absorbés le long du trajet par les atomes dans le cas de deux classes de vitesses afin de mieux comprendre la dynamique du jet. Nous allons nous reposer sur trois études phénoménologiques :

- La figure (2.8) illustre une comparaison de deux temps de vol au niveau du détecteur. A gauche, il s'agit d'un temps de vol expérimental accumulé sur quelques minutes. A droite, un temps de vol numérique calculé sur 50000 itérations (atomes) pour limiter les effets d'une statistique trop pauvre. L'expérience ainsi que le calcul numérique ont été effectués pour un courant $I_{ZII} = 1A$ ce qui nous donne une vitesse de 55m/s. Comme nous l'avons dit au chapitre (1), le faisceau optique est réfléchi par deux miroirs puis traverse un hublot (traité anti-reflets pour l'infrarouge) et un miroir de renvoi en or, ce qui induit une perte d'environ 15%. La puissance que l'on mesure à l'extérieur de l'enceinte est de 40mW, et d'environ 30mW après le miroir de renvoi. Nous parlerons donc de puissance effective. La puissance laser utilisée est $P_{laz} = 30mW$ effectifs (*i.e.* dans le ralentisseur). Expérimentalement, la fréquence du moteur utilisé pour les mesures de temps de vol est de 20Hz. On voit que les rapports entre les intensités des pics d'atomes décrochés ZI^1 et les atomes ZII à 50m/s sont en bon accord, à 5.7 dans le cas expérimental et 5 dans le cas théorique. Une différence peut cependant être observée concernant les temps de vol eux mêmes. En effet, le temps de vol d'arrivée est plus court dans le calcul numérique qu'expérimentalement. Ceci peut être expliqué par deux raisons pas tout à fait indépendantes. Premièrement, certaines

1. La dénomination « décrochés » va souvent être utilisée par la suite. On entend par *décrochés* ZI les atomes qui n'ont pas été pris en charge par le second ralentisseur Zeeman. Il arrivent donc dans la zone de détection à la vitesse de sortie du premier ralentisseur *i.e.* 250m/s

distances, comme celle entre les deux parties du ralentisseur, ne sont pas accessibles et donc difficiles à déterminer à mieux que 2cm. Ceci peut introduire un décalage temporel de quelques 100 à 200 μs à 250 m/s (décrochés ZI) et bien davantage pour des atomes plus lents. Deuxièmement, la fente utilisée pour le temps de vol expérimental a une largeur importante (10mm), ce qui altère les distributions expérimentales par l'incertitude introduite sur le temps de départ des atomes.

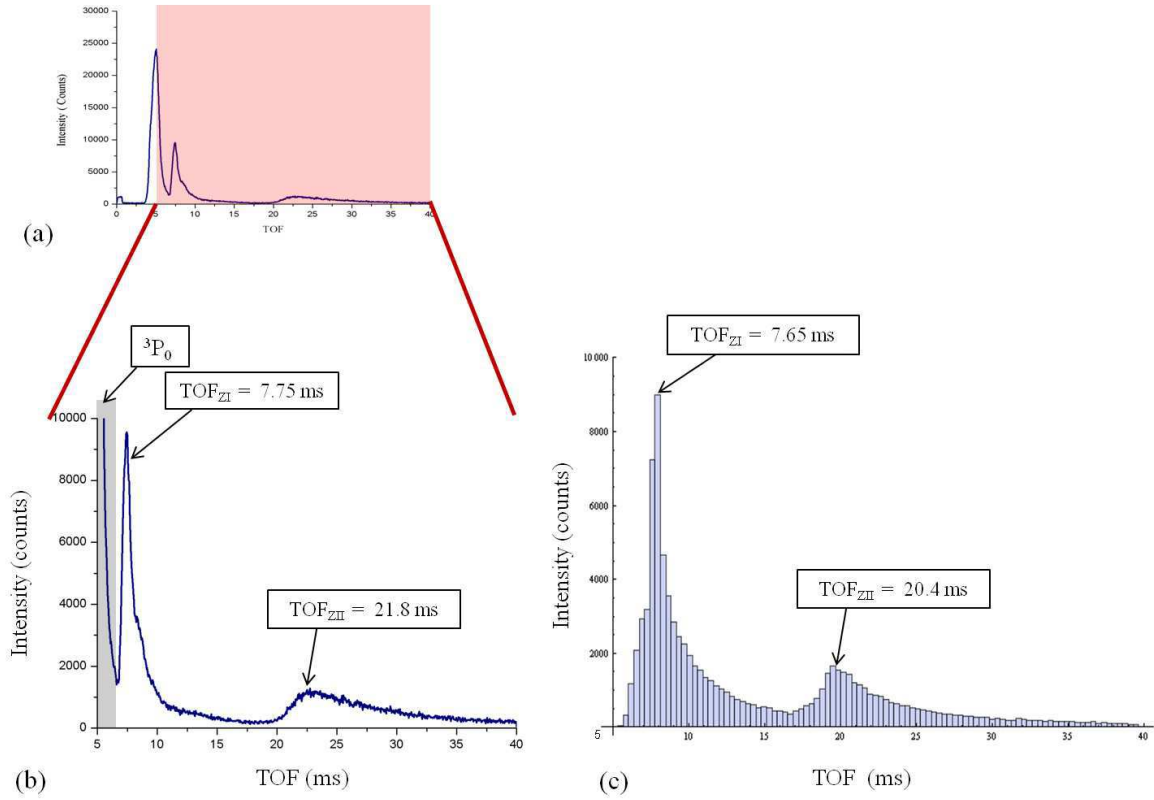


Figure 2.8 — (a) Temps de vol expérimental global. Comparaison entre le temps de vol expérimental (b) et théorique (c) obtenus pour un courant dans le ralentisseur ZII $I_{ZII} = 1A$, et une puissance laser effective de 30mW. La zone grisée de la figure dans (b) représente les atomes non accrochés par le ralentisseur, dans l'état 3P_0 en grande majorité.

- Les calculs numériques nous permettent d'estimer à $N_{ph} = 24600$ le nombre de photons diffusés par un atome du jet atomique pour décélérer de la vitesse thermique de l'argon de 560m/s à 250m/s, qui est la vitesse limite en sortie du premier ralentisseur ZI et à 40200 à la sortie du second ralentisseur ZII pour une vitesse finale de 50m/s. On peut comparer ce nombre de photons à celui estimé *via* le taux de décélération. Pour le ralentisseur ZI ($v_f = 250$ m/s), le nombre de photons serait d'environ 25200 quant à celui des atomes très lents il serait de 41050.

L'erreur relative est d'environ 2.38% ce qui est très acceptable.

- Un troisième point d'encrage pour valider notre modèle est la comparaison entre les vitesses théoriques et expérimentales obtenues en fonction du champ magnétique appliqué au second ralentisseur. La figure (2.9) résume cette étude. Expérimentalement, il est important de se rattacher à la figure (2.1) qui donne une idée du dispositif expérimental utilisé pour évaluer ces vitesses. Nous utilisons deux mesures de temps de vol qui combinées nous permettent d'évaluer la vitesse réelle de nos atomes sur un trajet de vol libre.

Le channeltron se situe en dessous du miroir de renvoi du laser qui sert d'électrode à émission secondaire. Il nous donne un temps d'arrivée TOF_{mir} . Les atomes ont ensuite une propagation libre sur une distance $D = 0.625\text{m}$ pour arriver au niveau du détecteur où l'on mesure un temps d'arrivée TOF_{det} . Le calcul de la vitesse est très simple : $v_f = D / (TOF_{det} - TOF_{mir})$. On voit que l'on a un bon accord théorie/expérience et que l'erreur relative est de l'ordre de 3 à 5%.

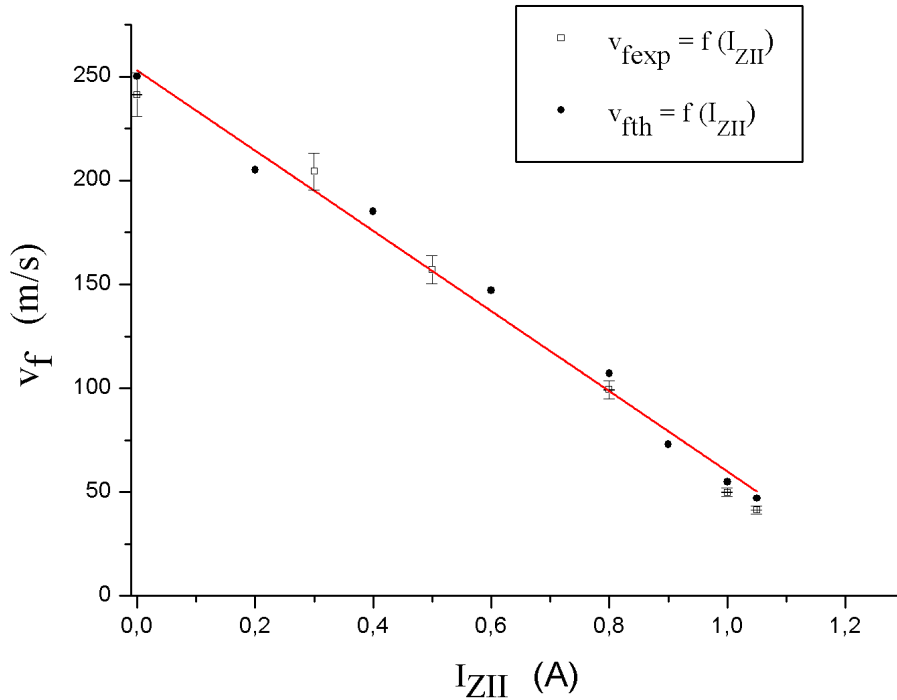


Figure 2.9 — Vitesse finale moyenne des atomes dans le jet ralenti d'Ar* en fonction du courant I_{ZII} du second ralentisseur.

A présent, nous pouvons étudier phénoménologiquement la dynamique du jet lent. La section suivante présente les caractéristiques optiques (atomique) du jet d'atomes lents ainsi que l'explication d'un problème de dépeuplement central du jet que nous

avons rencontré.

2.2.1 Imagerie 2D du jet supersonique d'Ar* ralenti

Comme nous l'avons dit plus haut, le choix du temps d'absorption du photon est heuristique en ce sens qu'il reste largement approché. Cependant, il nous est possible de montrer *a posteriori* que ce choix n'est pas dénué de sens et qu'il donne des résultats plus qu'acceptables concernant notre façon d'appréhender la dynamique du jet ralenti. Notre objectif premier était, rappelons-le, de déterminer au mieux l'évolution d'un maximum de caractéristiques du jet d'atomes d'argon métastables 3P_2 , comme l'ouverture angulaire du jet, la taille et la position de la source effective et donc le rayon de cohérence du jet. Le rayon de cohérence d'un jet atomique est une donnée cruciale. L'accès expérimental à cette information est compliqué car (nous le verrons plus loin et au travers des résultats numériques) plus la vitesse diminue et plus le rayon de cohérence diminue. La détermination expérimentale du rayon de cohérence repose sur la définition même de ce dernier. Soit une source de rayon a , de longueur d'onde λ_{dB} située à une distance D de deux fentes d'Young. Le rayon de cohérence R_c est la distance maximale entre ces deux fentes d'Young pour laquelle on peut observer une figure d'interférence, il se calcule par le théorème de van Cittert-Zernike qui donne $R_c = 0.257\lambda_{dB}D/a$. On comprend donc que pour déterminer expérimentalement le rayon de cohérence, il faudrait avoir des fentes variables avec une précision de la dizaine de nanomètres ce qui serait difficile à mettre en œuvre (et pour peu de profit). D'où l'utilité des calculs numériques présentés ici. On confrontera ces derniers à l'expérience pour les caractéristiques observables comme la divergence, la distribution de temps de vol et autres, partant du principe que si l'on a un bon accord concernant ces paramètres, alors il y aurait -en première approximation- un accord acceptable pour le rayon de cohérence.

Afin de caractériser notre jet atomique, on se propose de tracer les trajectoires atomiques en deux dimensions (la direction longitudinale z et une des deux directions transverses x). Dans notre calcul Monte-Carlo, on va enregistrer chaque position atomique pour chaque itération (on entend par itération le parcours suivi par la trajectoire atomique dans le ralentisseur Zeeman). La figure (2.10) montre une image 2D du faisceau ralenti dans le premier cas par le premier ralentisseur Zeeman Z_I à $v_z = 250\text{m/s}$ et par le second ralentisseur Z_{II} à $v_z = 50\text{m/s}$. Cette imagerie 2D a été très coûteuse en temps de calcul, et en ressources informatiques. En effet, à chaque cycle "absorption/émission", on stocke la position atomique, la vitesse et le temps de vol, si bien que le temps d'une itération est de l'ordre de 35s. Afin d'avoir une statistique raisonnable, on se propose de lancer le calcul sur 5000 itérations (*i.e.* atomes) ce qui donne donc 4 jours et demi pour une seule vitesse finale. Le tableau (2.1) représente à lui seul un mois de calculs numériques continus.

Comme nous l'avons dit plus haut, le tracé 2D des trajectoires atomiques nous permet d'extraire nombre d'informations. En traitant les données *a posteriori*, il est possible de prolonger les trajectoires atomiques divergentes afin de localiser finement la position de la source effective. Une série de coupes transverses dans le jet permet quant à elle de déterminer sa taille.

On se propose de tracer l'évolution du rayon de cohérence en fonction de la vitesse

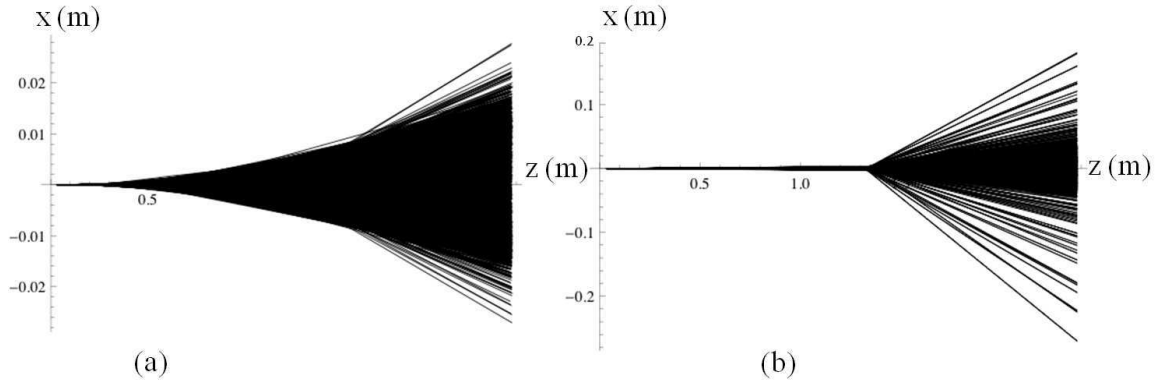


Figure 2.10 — Imagerie 2D du jet supersonique pour deux vitesses finales : (a) $v_z = 250 \text{ m/s}$ (b) $v_z = 50 \text{ m/s}$ - Remarquer le changement d'échelle verticale (facteur 10).

v_f (m/s)	$D_{S_{eff}}$ (m)	$a_{S_{eff}}$ (mm)	$(R_c)_{res}$ (nm)	$(R_c)_{det}$ (nm)	$\Delta\theta_{FWHM}$ (mRad)
250	0.31	0.214	389.36	491.45	11.59
205	0.68	0.79	94	127	11.76
185	0.83	1	73.82	102.16	15.48
147	0.97	1.2	67.74	97.46	17.02
107	1.31	2	36.46	60.96	31.77
60	1.34	3.55	34.92	59.53	48.07
47	1.35	4.67	33.03	56.90	97.56

Tableau 2.1 — Tableau résumant les caractéristiques de cohérence du jet d'atomes d'argon métastables. $D_{S_{eff}}$ étant la distance entre le disque de temps de vol et la position de la source effective, $a_{S_{eff}}$ son rayon à mi-hauteur, $(R_c)_{res}$ et $(R_c)_{det}$ les rayons de cohérence au niveau de notre réseau nanométrique et du détecteur à position. Enfin, $\Delta\theta_{FWHM}$ est l'ouverture angulaire du jet en mRad.

finale et ce afin de mieux appréhender l'effet du ralentissement sur le jet et de pouvoir jouer sur les différentes limites expérimentales.

La difficulté de réalisation d'expériences d'optique atomique cohérente à des vitesses inférieures à 150m/s est manifeste ici. On se rend compte que le ralentissement a un effet totalement destructeur pour la cohérence (voir fig. (2.11)). En effet, la cohérence est un concept lié à la « similitude » des atomes issus de la source atomique. Cette « similitude » se traduit essentiellement en terme de distribution de vitesses longitudinale et transverse ainsi que d'ouverture angulaire. Introduire un mouvement brownien est une bonne manière de détruire cette cohérence. En effet, considérons le cas le plus favorable à la cohérence : celui d'une vitesse $v_f = 250 \text{ m/s}$. Pour atteindre cette vitesse il faut en moyenne absorber quelques 25000 photons (et près de 43000 pour les vitesses de l'ordre de 50 m/s). Au bout d'un tel nombre de cycles, la cohérence est perdue en grande partie à cause des contributions aléatoires de l'émission spontanée (c.f.

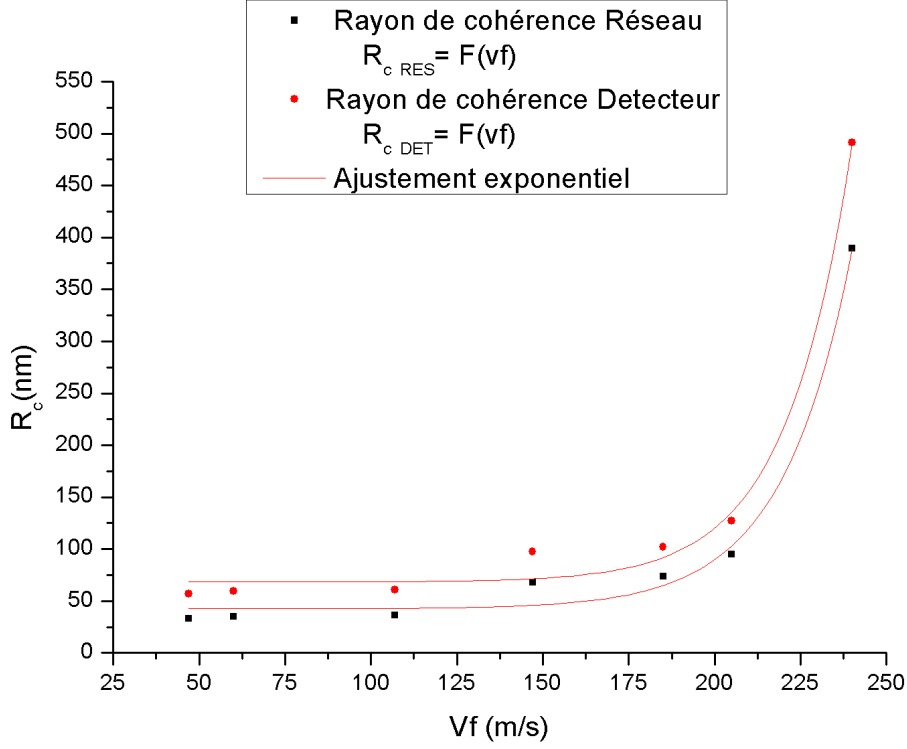


Figure 2.11 — Evolution du rayon de cohérence tel qu'il est défini par le théorème de van Cittert-Zernike en fonction de la vitesse longitudinale finale du jet d'atomes d'Ar* lents.

section 2.1.2). Cependant, Il est important de noter aussi que l'estimation du rayon de cohérence par le théorème de van Cittert-Zernike est sous évaluée car ce dernier considère une source émettant de façon isotrope dans 4π stéradians, ce qui n'est pas le cas ici. On s'attend donc à ce que le rayon de cohérence soit plus grand. Cependant, dans le cas d'une source isotrope, le calcul a été largement étudié dans la littérature. Il est développé dans la thèse de J. Grucker. Le rayon de cohérence correspond à une diminution de 50% de la fonction $|J_1(ka \sin\theta)/(ka \sin\theta)|^2$; J_1 étant la fonction de Bessel régulière d'ordre 1, a la taille de la source et k le vecteur d'onde. D'où l'on tire que $R_c \approx 0.257\lambda D/a$. L'évolution du rayon de cohérence en fonction de la longueur d'onde reste donc linéaire.

L'impact sur l'ouverture angulaire est lui aussi conséquent. En effet, la figure (2.12), nous montre l'évolution de l'ouverture angulaire en fonction la vitesse longitudinale finale. Rappelons que nous partons d'une source ponctuelle, envoyant des atomes parfaitement sur l'axe (*i.e.* un jet atomique d'ouverture angulaire nulle) avec une vitesse longitudinale $v_z = 560$ m/s et transverses $v_x = v_y = 0$. On voit que très rapidement (à la sortie du premier ralentisseur), l'ouverture angulaire est de 11 mrad . Pour la vitesse de fonctionnement de 50 m/s, elle est de 100 mrad. De telles divergences auront un effet dramatique sur les flux d'atomes disponibles et les durées d'acquisition, mais fort heureusement, nous disposons d'une source initiale extrêmement efficace nous

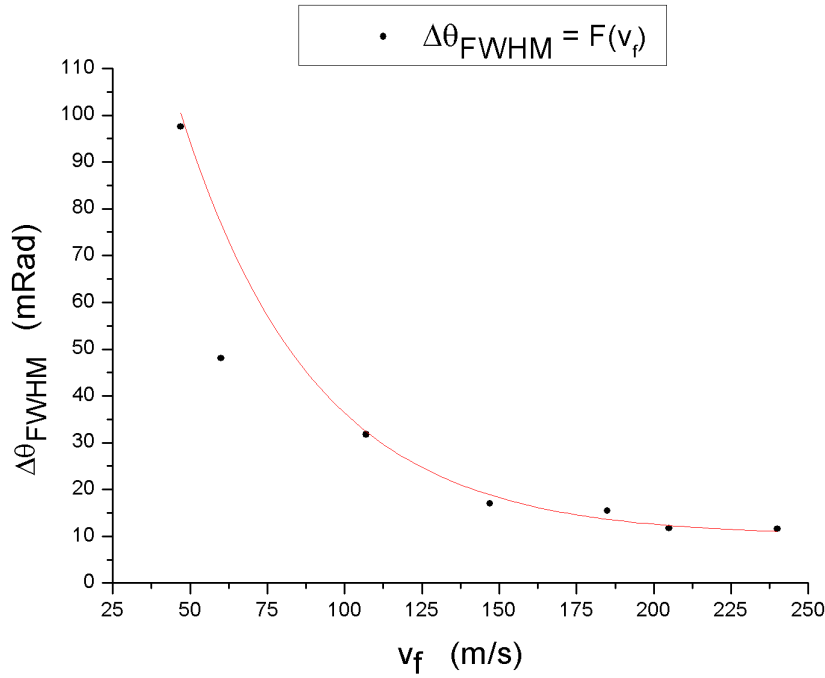


Figure 2.12 — Evolution de l'ouverture angulaire en fonction de la vitesse finale du jet d'atomes d'Ar* lents.

permettant d'atteindre des flux importants de l'ordre de quelques centaines d'atomes lents par seconde. Le but de cette étude du jet d'atomes lents est non seulement de définir nos paramètres expérimentaux mais aussi de pouvoir montrer dans la section (2.2.2) que l'élargissement de notre jet supersonique d'atomes, durant le processus de ralentissement, est minimal et qu'il est comparable à l'élargissement d'une source atomique ponctuelle ralentie par un faisceau laser *parfaitement aligné* (cf. les calculs numériques présentés ici) ce qui n'est évidemment pas le cas expérimentalement. Le sujet de la section suivante est l'étude de l'impact de l'extension spatiale de la source sur le ralentissement et aussi l'effet de la puissance laser.

2.2.2 Effet d'une source étendue spatialement ou possédant une distribution de vitesse transverse

Nous avons aussi bien étudié l'effet d'une source initiale étendue spatialement dans la direction transverse x (en introduisant une anisotropie) ou encore une distribution de vitesse selon ce même axe. Pour ce faire, un nombre d'itérations important est nécessaire afin d'avoir une bonne statistique même sur les pieds de la gaussienne d'échantillonnage ; ajoutons à cela qu'un suivi du profil en position ou en vitesse du jet ralenti sur 4 positions clés du trajet s'impose. Les quatre positions dont il est question sont : la sortie du premier ralentisseur z_{ZI} , du second ralentisseur z_{ZII} , au niveau du miroir de renvoi z_{mir} et pour finir la position observable expérimentalement z_{det} .

Tout d'abord en ce qui concerne la statistique, nous avons effectué des calculs sur

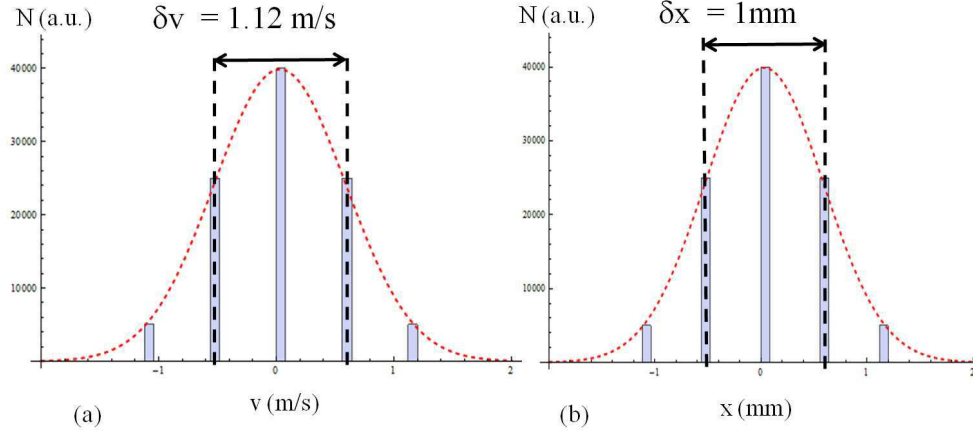


Figure 2.13 — Echantillonnage de 5 valeurs de la vitesse transverse v_x et de la position transverse x de la source pondérées par une gaussienne. (a) - $f_{vx}(v_x) \propto e^{-\frac{1}{2}(\frac{v_x}{\sigma_{vx}})^2}$ avec $\sigma_{vx} = 0.56$ m/s . (b) - $f_x(x) \propto e^{-\frac{1}{2}(\frac{x}{\sigma_x})^2}$ avec $\sigma_x = 0.5$ mm.

100000 atomes afin de mettre de côté d'éventuels artefacts statistiques. A raison de 8s en moyenne par atome, cela nous amène à 10 jours de calcul avec un processeur rapide de 3.3 GHz de fréquence d'horloge. Le détecteur à lignes à retard DLD 80 nous permet d'avoir des images pulsées en temps de vol. Une telle imagerie, jamais utilisée pour ce genre d'études, constitue un bon outil pour étudier le jet ralenti. Il est donc nécessaire que le calcul numérique soit, lui aussi, en mesure de fournir des possibilités comparables.

En raison de la longueur des calculs, on prendra soit un échantillonnage de 5 valeurs de la vitesse transverse v_x pondérées par une gaussienne (fig. 2.13-a) soit 5 valeurs de la position transverse x (fig. 2.13-b). Dans le cas d'une source ponctuelle avec une distribution en vitesse transverse $f_{vx}(v_x) \propto e^{-\frac{1}{2}(\frac{v_x}{\sigma_{vx}})^2}$ avec $\sigma_{vx} = 0.56$ m/s (voir figure (2.13-a) on n'observe pas de changement important. La figure (2.14) récapitule les effets provenant de la dispersion de vitesse v_x de la source.

1. Tout d'abord, la distribution de vitesse longitudinale ne change pas considérablement. Le rapport des pics décrochés ZI et ZII est de l'ordre de 75% dans les deux cas, ce qui nous amène à conclure que l'efficacité de ralentissement n'est pas altérée par l'élargissement de la distribution de vitesse transverse initiale. Cependant, un petit détail sur les images (a-1) et (a-2) peut attirer notre attention. Les atomes qui décrochent à la sortie du premier ralentisseur sont plus nombreux dans (a-2) et pour cause, il décrochent plus tôt. On voit que ces atomes, perdus dans le premier ralentisseur, ont une vitesse limite supérieure $v_{zlim} = 400$ m/s dans le premier cas et $v_{zlim} = 460$ m/s dans le second cas. Ceci n'est en aucun cas contradictoire avec l'efficacité commune du ralentissement (75%) car ce rapport ne fait pas intervenir les atomes perdus dans le premier ralentisseur. Il est constant car, nous le comprendrons un peu plus loin, il est lié à un seul paramètre expérimental, la taille du faisceau laser. Ce point sera mis en évidence par l'utilisation d'images

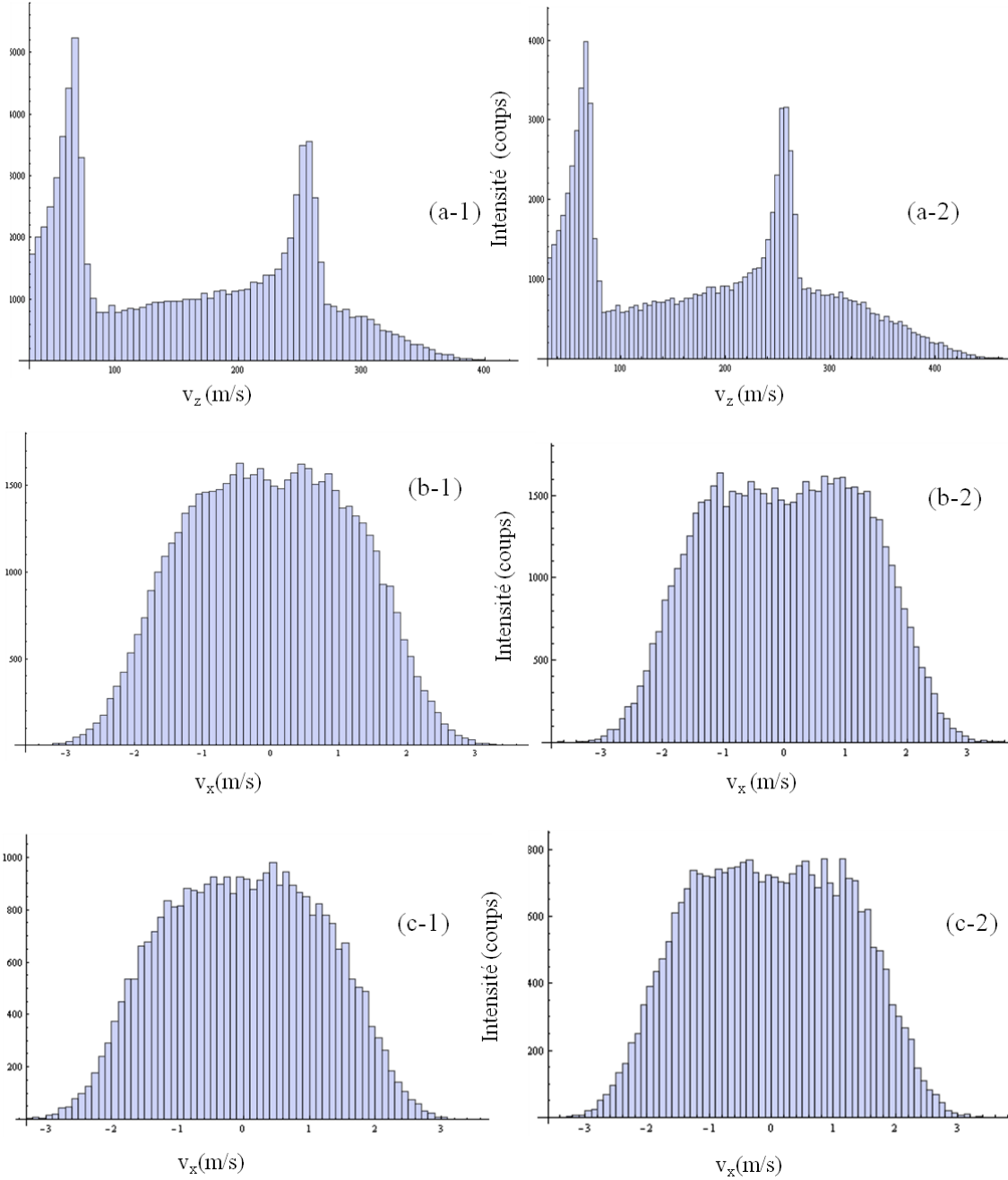


Figure 2.14 — (a)- Distribution de vitesse longitudinale dans le cas du ralentissement d'une source ponctuelle sans dispersion de vitesse transverse (a-1) et avec une distribution de vitesse transverse de largeur $\delta v_x = 1.12$ m/s (a-2). (b) Distribution de vitesse transverse v_x des atomes décrochés ZI pour une source sans dispersion transverse (b-1) et avec dispersion transverse (b-2). (c) Distribution de vitesse transverse v_x des atomes lents ZII pour une source sans dispersion transverse (c-1) et avec dispersion transverse (c-2).

sélectionnées en temps de vol simulées sur différentes parties du trajet atomique.

2. Lorsque l'on regarde la distribution de vitesse transverse pour les atomes décrochés dans ou à la sortie du ZI, un effet de dépeuplement central apparaît pour le cas d'une source dotée d'une distribution de vitesse transverse (2.14-b-2). Ce phénomène qui ressemble à un dépeuplement est en fait une croissance sur les ailes pour $v_x = 1.2 - 1.5 \text{ m/s}$. En effet, il suffit pour cela de remarquer que le « creux » dans la figure (b-2) a pour minimum le sommet de la figure (b-1) (au bruit près). Toutefois, le nombre d'atomes sur les ailes (e.g. à $v_x = -1.12 \text{ m/s}$) est plus important (1450) dans le second cas (b-2) que dans le premier (b-1). Ce comportement est essentiellement dû aux atomes de vitesse transverse initiale $v_x = \pm 0.56 \text{ m/s}$ (premières tranches latérales de l'échantillonnage (2.13-a)). En effet, en raison de leur vitesse initiale non nulle, ils sortent plus rapidement du faisceau optique et viennent renforcer les ailes de la distribution (b-2). Ces propos sont étayés par les figures (c-1) et (c-2) qui montrent la distribution transverse des atomes qui ont poursuivi le ralentissement jusqu'à 55 m/s . On voit tout d'abord que le nombre d'atomes au centre de la distribution a diminué en moyenne. Ceci laisse penser que les atomes sur les ailes décrochés ZI ne sont pas pris en charge (pour la plupart d'entre eux) par le second ralentisseur. L'élargissement de la distribution des lents est dû aux atomes ZI qui ont été accrochés par le second ralentisseur.

Dans le cas d'une source étendue de diamètre 1 mm (voir figure (2.15)) avec une distribution en position $f_x(x) \propto e^{-\frac{1}{2}(\frac{x}{\sigma_x})^2}$, on constate que cette extension spatiale n'a guère d'effet sur la distribution de vitesse longitudinale ni sur la qualité du ralentissement, hormis un décrochage d'atomes légèrement plus important comme dans le cas étudié plus haut d'une distribution de vitesse transverse (voir (2.15-a-1) et (2.15-a-2)). Le profil transverse (dans la direction x) du jet atomique total (décrochés ZI+ lents) (figure (2.15-b)) est, lui aussi assez semblable dans les deux cas. On s'attendrait à un jet atomique plus large en partant d'une source millimétrique que d'une source ponctuelle. En fait ce n'est pas le cas, et on observe que la pleine largeur est aux environs de la dizaine de centimètres à quelques pourcents près et que le seul effet est encore une fois purement un effet d'efficacité de l'accrochage à l'entrée du second ralentisseur. Cette étude nous a permis de répondre à la question du dépeuplement au centre que l'on observe (2.15-b)). Ce dépeuplement est resté longtemps un mystère, mais nos moyens de le sonder, aussi bien expérimentalement que théoriquement, nous ont permis de mettre à jour un effet dû au paramètre de saturation et à la géométrie du faisceau optique. La section qui suit expose les méthodes expérimentale et numérique utilisées pour expliquer cet effet ainsi que la manière de travailler avec s'il s'avérait impossible de s'en affranchir.

2.2.3 Dépeuplement central et effet de l'intensité laser

L'étude de l'élargissement du jet supersonique et de sa structure globale repose essentiellement sur l'utilisation du détecteur à position DLD 80 permettant une imagerie pulsée. Comme nous l'avons dit au chapitre (1), la résolution temporelle finale du détecteur est de l'ordre de 300 ns , ce qui permet de faire des images très brèves et très rapprochées temporellement si le besoin s'en fait sentir. Sa résolution spatiale est

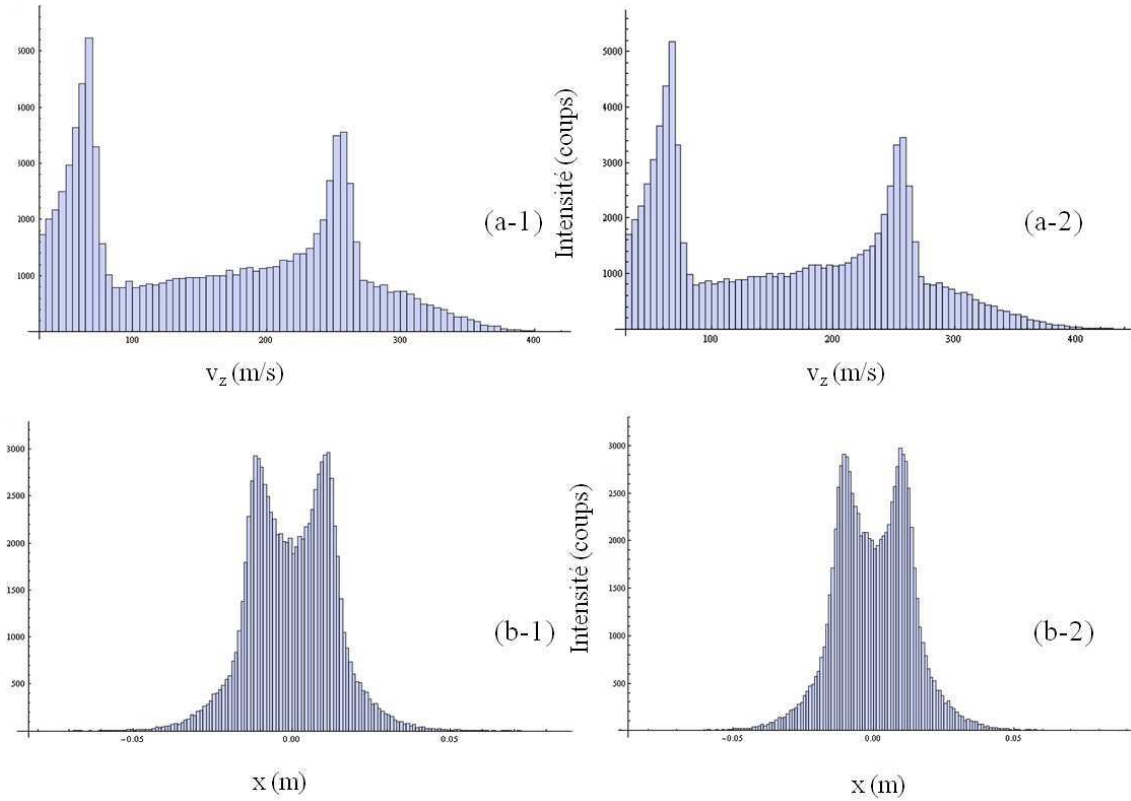


Figure 2.15 — (a)- Distribution de vitesse longitudinale dans le cas du ralentissement d’une source ponctuelle (a-1) et d’une source étendue $\sigma_x = 1$ mm (a-2). (b)- Profil transverse selon la direction x du jet final pour une source ponctuelle (b-1) et pour une source étendue (b-2).

de l’ordre de $150\mu\text{m}$, ce qui est amplement suffisant en comparaison avec la taille du faisceau estimée numériquement plus haut à 70mm. Les images prises par le détecteur, qui est situé derrière le miroir, nous permettent d’évaluer l’ouverture angulaire et à estimer (dans les cas où cela est possible) l’importance du dépeuplement au centre. Numériquement, des calculs faisant intervenir une variation de la taille du faisceau optique ainsi que de sa puissance seront comparés à l’expérience et permettront d’étayer nos propos.

Méthode expérimentale d’étude du dépeuplement

Les images prises par le détecteur sont des images déclenchées en temps de vol. Le top de synchronisation est donné par l’impulsion de la photodiode au niveau du disque de temps de vol. Le logiciel Cobold 2008 permet d’obtenir un spectre de temps de vol durant l’acquisition ou en post-traitement. La figure (2.16) représente un spectre de temps de vol typique obtenu pour une puissance laser de 30mW et un courant $I_{ZII} = 800\text{mA}$, soit une vitesse finale $v_f = 107$ m/s.

Les deux zones grisées représentent les zones temporelles pour lesquelles nous pouvons avoir des images déclenchées en temps de vol. La figure (2.17) nous montre le

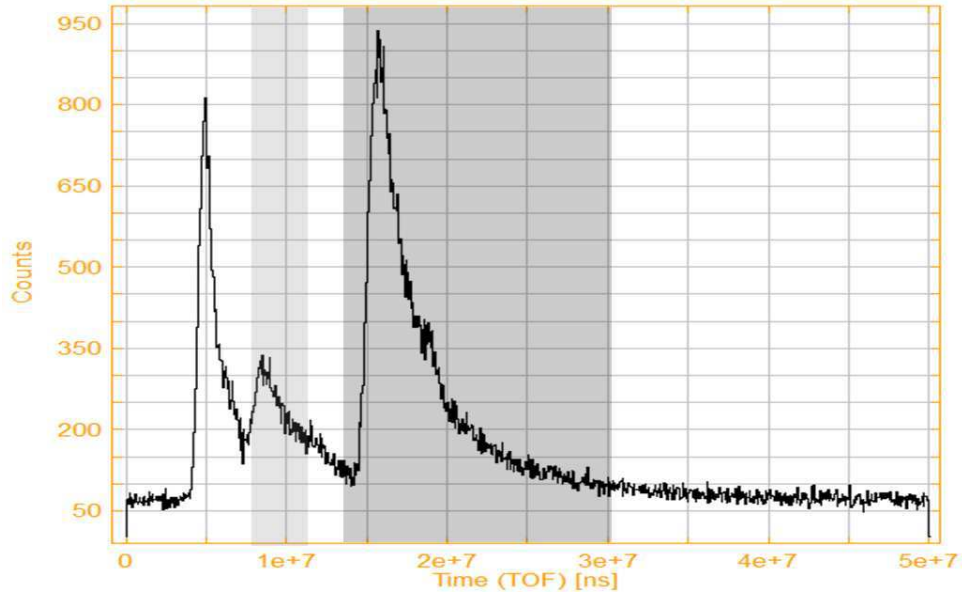


Figure 2.16 — Spectre de temps de vol sur le détecteur à position obtenu pour un courant $I_{zII} = 800$ mA et une puissance laser de 30mW.

résultat d'une telle imagerie, l'image de gauche représente la structure du faisceau d'atomes décrochés et celle de droite le faisceau ralenti totalement. Il était impossible d'observer de telles images en utilisant les anciennes méthodes de détection comme la caméra Hamamatsu qui a servi pour la thèse de J. Grucker et le début de ma thèse. Les raisons à cela sont multiples : son temps de réponse (impossibilité de la déclencher à la milliseconde), son rendement quantique (quelques pourcents) et son bruit de fond.

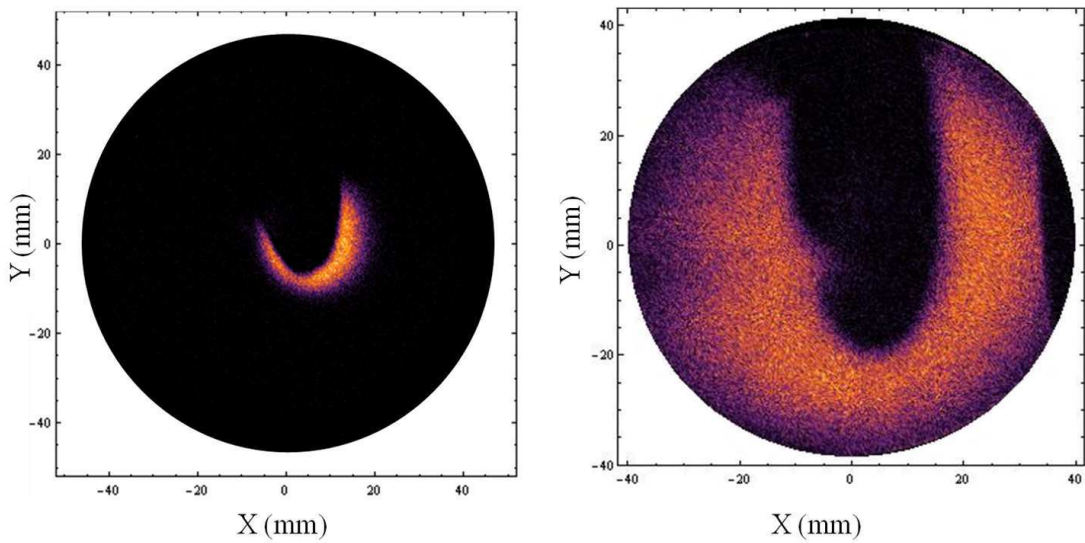


Figure 2.17 — A gauche, le faisceau ralenti à 250m/s. A droite, le faisceau ralenti à 107m/s.

La question de la reconstitution de la structure globale du faisceau (sans miroir) se pose. En effet, comment pouvons-nous traiter des images prises derrière un miroir ? Le centre du jet supersonique ralenti ainsi que son rayon réel sont déterminables par une méthode de traitement d'image. L'hypothèse sur laquelle repose ce traitement d'images est celle de la symétrie de révolution du jet. Ceci implique d'imposer un centre *a priori* et de rechercher le centre réel *a posteriori*. On suppose une densité constante pour un rayon donné (rapporté à ce centre). Il faut tout d'abord supprimer les zones d'exclusion. L'intensité de ces points ne doit pas seulement être nulle, ils doivent être supprimés pour ne pas contribuer aux calculs de densité. A partir de là, on segmente l'image en m secteurs S_i . Ces secteurs sont le résultat d'un découpage en anneaux de rayon $[\rho_i, \rho_i + d\rho]$ et chaque anneau étant lui-même segmenté en secteurs $[\theta_i, \theta_i + d\theta]$. L'aire de chaque secteur est donnée par $\rho_i d\rho d\theta$. Le nombre de coups total dans l'image est $N = \sum_{i=1}^m \eta_i \rho_i d\rho d\theta$ où η_i est la densité atomique par unité de surface du secteur i .

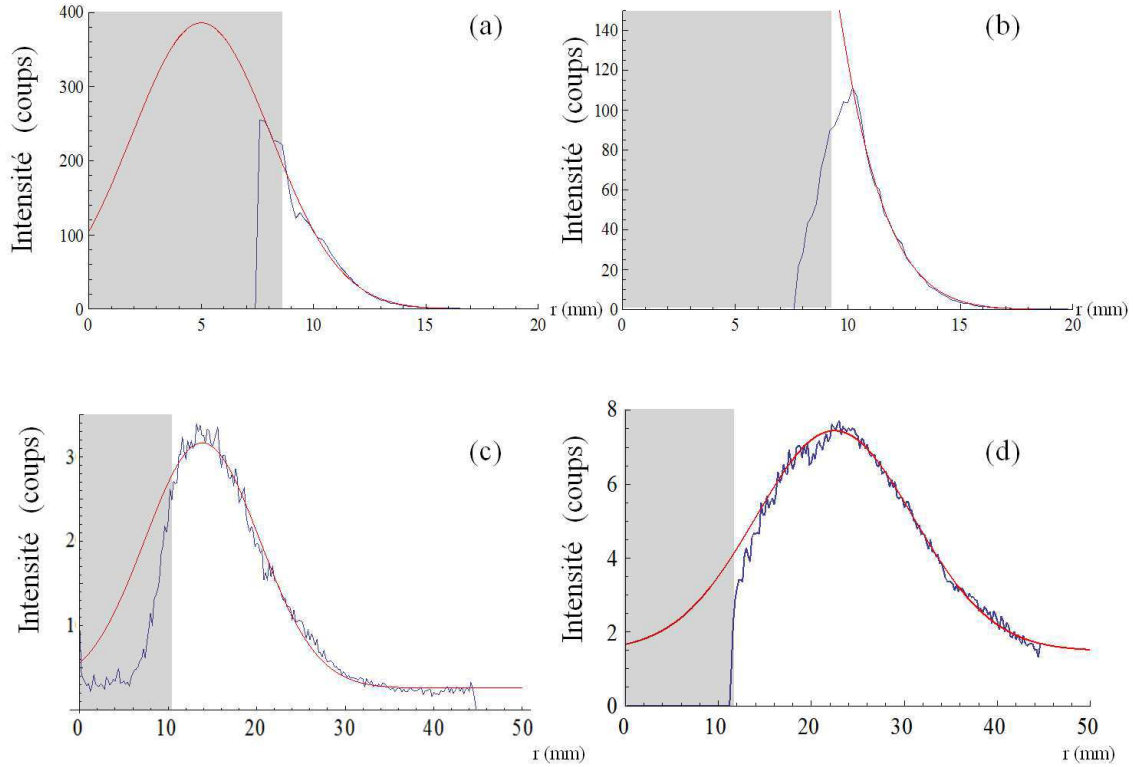


Figure 2.18 — Extrapolation au centre du comportement radial du faisceau d'atomes ralentis pour différentes vitesses. (a)- $v_f = 250\text{m/s}$. (b)- $v_f = 185\text{m/s}$. (c)- $v_f = 107\text{m/s}$. (d)- $v_f = 55\text{m/s}$. La zone grisée représente la zone occultée par le miroir.

A la question, un anneau est-il bien centré ? on peut répondre par une méthode itérative qui calcule la densité dans chaque secteur S_i en partant d'un centre O_α où α est le numéro de l'itération. Si l'anneau est bien centré, la densité d'un secteur $S_i(\theta_i)$ et de son symétrique $S_i(\theta_i + \pi)$ par rapport au centre O_α sont égales, au bruit sta-

tistique près. Pour quantifier cela, on calcule l'écart quadratique moyen de chaque secteur pour chaque itération soit $EQM_{i,\alpha} = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \langle (\eta_{i,\alpha})^2 - \langle \eta_{i,\alpha}^2 \rangle \rangle}$. Après trois heures de calculs, on finit par converger vers un centre pour lequel on a le minimum de l'écart quadratique moyen pour chaque anneau. Cette méthode de détermination du centre ne peut évidemment marcher que pour des vitesses finales suffisamment faibles ($v_f < 150 \text{ m/s}$) donnant assez de signal sur les bords du miroir (pour pouvoir extrapoler convenablement). Une fois le centre déterminé, il suffit d'intégrer les densités moyennes sur un anneau et d'affecter cette densité à un rayon pourvu que l'on réduise suffisamment l'accroissement infinitésimal dr ce qui est dans notre intérêt pour mieux résoudre les variations de densité (c'était déjà le cas dans l'étape de détermination du centre qui est la plus critique).

La figure (2.18) illustre l'intensité intégrée sur l'anneau (supposée isotrope autour de l'axe du jet) en fonction du rayon, pour différentes valeurs de la vitesse finale. Le rayon est rapporté au centre calculé plus haut et non pas au centre du détecteur. La zone grisée représente les rayons plus petits que celui du miroir ou dont la densité est bien trop faible pour être pertinente. La zone non pertinente est plus que prépondérante pour des vitesses supérieures à 110 m/s. Pour des valeurs inférieures à cette dernière valeur, on commence à être capables de distinguer la chute d'intensité liée aux bords du miroirs de celle qui serait d'un autre fait. On voit notamment que pour une vitesse de 55 m/s, la décroissance débute vers $\rho_{lim} = 18 \text{ mm}$, ce qui est loin du miroir, et qui laisse présumer d'une structure en « donut ». La question qui se pose à nous à présent est la suivante : Cette structure en donut est-elle caractéristique de notre configuration expérimentale ? Pour répondre à cette question et pour comprendre l'origine de cette structure, nous avons lancé une dernière simulation numérique en vue de comprendre ce phénomène.

Méthode numérique d'étude du dépeuplement

Dans le but d'étudier le phénomène de dépeuplement central du jet d'atomes lents, on va d'abord étudier la dynamique interne des deux jets, décroché et lent. La figure (2.19) illustre des profils numériques du jet d'atomes décrochés (a) et lents (b) au niveau du détecteur dans les conditions d'une puissance $P = 30 \text{ mW}$ et d'un diamètre de faisceau au niveau du miroir $\phi_{mir} = 8 \text{ mm}$. Les atomes sont décélérés à une vitesse finale de 55 m/s ($I_{ZII} = 1 \text{ A}$). Cette configuration est la configuration de fonctionnement habituel de l'expérience et le calcul est fait pour 100000 atomes. On voit un très fort dépeuplement dans le faisceau d'atomes décrochés sur environ $\pm 12 \text{ mm}$ au niveau du détecteur (taille de la zone dépeuplée). En imageant ce même faisceau au niveau de la sortie du premier ralentisseur ZI, on se rend compte que ce creux a la taille du faisceau optique à cette position. Ceci nous permet notamment de dire que les atomes qui sont à l'extérieur de cette zone de creux sont décrochés en totalité et, ceux qui sont à l'intérieur sont pour la grande majorité capturés dans le second ralentisseur et amenés à des vitesses plus faibles. En d'autres termes, le creux de la distribution en position des atomes décrochés représente les atomes ralentis totalement. On peut suivre le même raisonnement pour le dépeuplement des atomes lents et se baser sur

un « outil » du programme numérique qui paraissait à première vue être un handicap. Dans le programme numérique, lorsqu'un atome reste sur l'axe très longtemps le long du trajet, il peut atteindre des vitesses négatives. Le programme étant basé sur une boucle tant que la position de l'atome n'est pas la position du détecteur, alors si l'on atteint des vitesses négatives, le programme ne converge pas. Il est donc nécessaire de sortir de la boucle quand on atteint des vitesses très faibles (typiquement 0.005m/s). Même ces atomes définitivement perdus peuvent nous renseigner sur la dynamique du jet. Dans la configuration actuelle, ces atomes perdus sont de l'ordre de 3990 sur 100000 itérations soit près de 4%. On va donc partir du principe que ces atomes perdus sont ceux qui manquent à l'appel dans la distribution en position des atomes lents (2.19)-b). Une fois ce principe posé, on va tenter de le vérifier en faisant varier, d'une part la puissance du faisceau laser (afin de diminuer le paramètre de saturation $s_0(x,y,z)$) de 30mW à 15mW, d'autre part en conservant le paramètre de saturation constant et en doublant le diamètre du faisceau laser (de 8mm à 16mm) et en augmentant sa puissance $P = 115\text{mW}$.

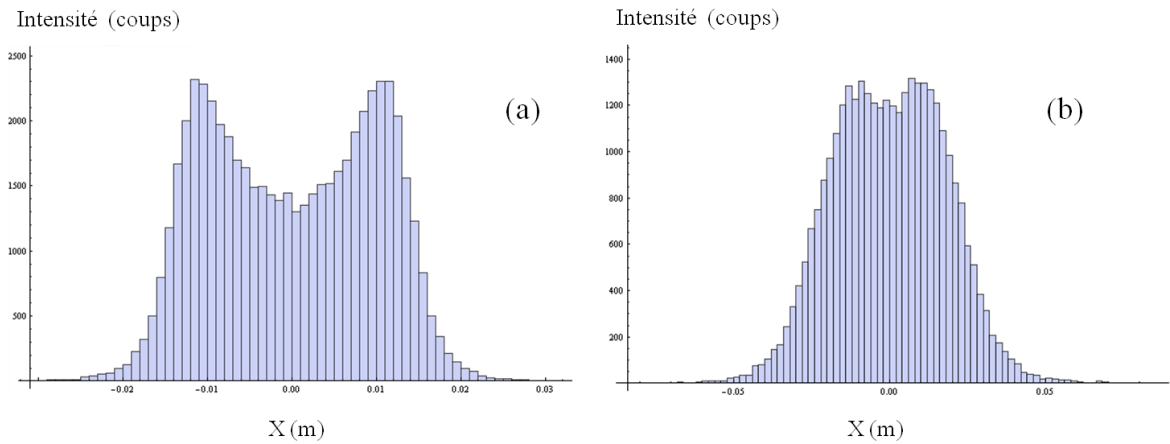


Figure 2.19 — Images simulées déclenchées en temps de vol pour une vitesse (a)- $150\text{m/s} < v_f < 300\text{m/s}$ (b)- $0 < v_f < 100\text{m/s}$.

Les résultats présentés dans la figure (2.20) corroborent bien cette orientation. En effet, quand on augmente le diamètre du faisceau laser et sa puissance simultanément, on voit tout d'abord que la zone du creux est plus large : elle passe de 18mm en pleine largeur à environ 47 mm tandis que la largeur du faisceau lent est, elle, constante ce qui conforte l'idée qu'elle ne dépend pas de la vitesse finale mais uniquement des paramètres laser choisis. Un second point est que le creux est bien plus prononcé, le nombre d'atomes perdus dans le calcul est passé à 17%. Le faisceau laser étant plus large, plus d'atomes vont être décélérés à des vitesses très basses car ils voient plus longtemps le champ laser.

Quand on baisse la puissance laser à 15mW et que l'on garde le diamètre initial de 8mm, on voit que le dépeuplement a disparu, le nombre d'atomes perdus dans le calcul passe de 4% à 0.06%. Ces deux derniers résultats confortent assez bien nos hypothèses

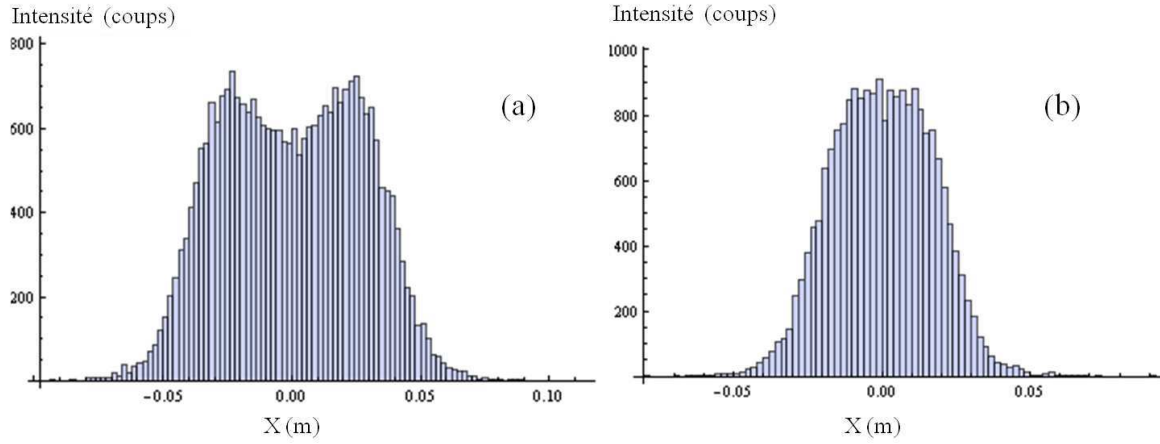


Figure 2.20 — (a)- Image du faisceau ralenti pour un faisceau de diamètre : $\phi_{mir}=16\text{mm}$ et une puissance $P = 115\text{mW}$. (b)- Image du faisceau ralenti pour un faisceau de diamètre : $\phi_{mir}=8\text{mm}$ et une puissance $P = 15\text{mW}$.

de départ, mais il reste un dernier point à étudier de plus près. La proportion de décrochés ZI par rapport aux lents est moins importante lorsque l'on augmente légèrement la puissance dans notre configuration. En effet, le diamètre interne des deux tubes Zeeman est relativement petit (10mm). Pour aligner sur près de 3m notre faisceau laser dans cette configuration, nous avons intérêt à le choisir légèrement plus petit que 10mm en diamètre. La mécanique nous limitant à ce diamètre, on doit avoir une puissance laser élevée afin de pouvoir ralentir un maximum d'atomes qui subissent une saturation suffisante dans le second ralentisseur, même s'ils sont sur les ailes du faisceau gaussien. Il faut ajouter à cela le fait que, dans la configuration réelle, le laser n'est pas parfaitement aligné et que la source est étendue spatialement et en vitesse transverse, ce qui impose d'avoir une intensité lumineuse plus importante sur les bords pour bien ralentir. Evidemment, l'idéal serait de réaliser la configuration de la figure (2.20- b) pour laquelle les résultats numériques sont très bons.

La figure (2.21) montre la distribution de vitesse longitudinale après un ralentissement à 55m/s avec un laser de diamètre 16mm et une puissance $P = 115\text{mW}$. La distribution de vitesse est déplacée, et on a un jet d'atomes 3P_2 parfaitement lents. Dans cette configuration, nous pourrions probablement descendre plus bas en vitesse et ne pas être limités à la cinquantaine de mètres par seconde comme c'est le cas actuellement. Le temps de vol relatif à cette distribution est représenté dans la figure (2.21-b). Notre configuration mécanique impose donc des compromis. On se doit d'avoir une puissance laser assez importante pour ralentir un maximum d'atomes mais en même temps pas trop grande sinon, on risquerait de faire exploser complètement le nuage dans la zone qui se situe entre la sortie du second ralentisseur et le miroir. Dans cette zone, les atomes peuvent absorber jusqu'à une centaine de photons, ce qui n'est évidemment pas pour améliorer la divergence du faisceau.

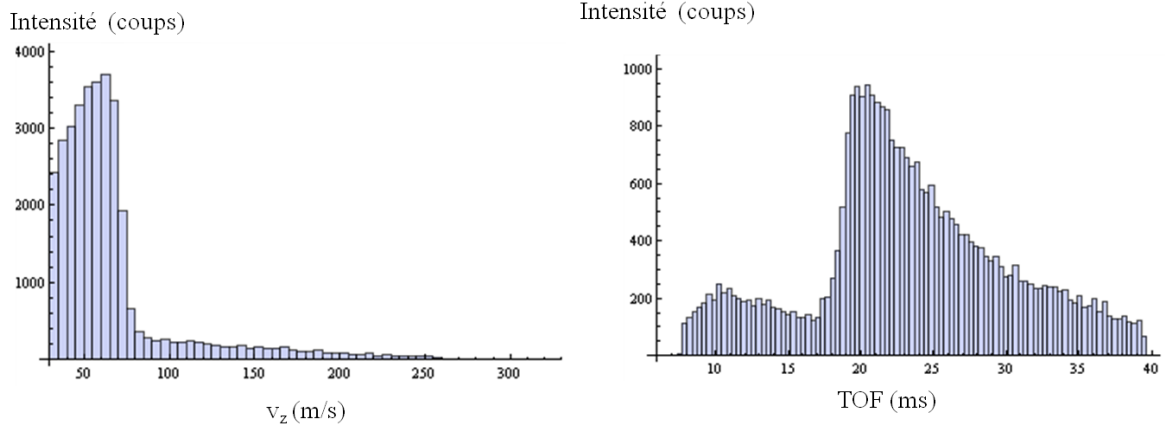


Figure 2.21 — Distribution de vitesse et temps de vol numériques pour un faisceau optique de diamètre $\phi_{mir}=16\text{mm}$ et une puissance $P = 115\text{mW}$.

2.2.4 Conclusion

Pour conclure sur cette étude, commençons par dire que les effets et les résultats présentés dans ce chapitre sont spécifiques à notre configuration expérimentale. Certains paramètres, comme la largeur du faisceau laser ne pouvant être adaptés facilement (sans construire un nouveau ralentisseur Zeeman), il en résulte des effets comme le dépeuplement spatial au centre du jet. D'un autre côté, on a vu aussi que notre estimation expérimentale et théorique de l'ouverture angulaire du jet atomique lent rejoint une limite inférieure dans le cas d'un jet supersonique de divergence initiale inférieure à la dizaine de milliradians. Cette limite inférieure est celle d'une source ponctuelle monokinétique. Ceci se comprend bien en remarquant que le jet supersonique fait environ 1mm à l'entrée du ralentisseur ce qui est plus petit que la taille du faisceau laser qui, lui, fait 3 à 4 mm de diamètre à l'entrée du ralentisseur et 8mm au niveau du miroir. Des effets pour le moins intrigants apparaissent lorsque la taille du jet atomique ralenti est voisine de la taille du faisceau optique. Quand cela se produit, les atomes qui sont sur les bords décrochent. Dans notre cas, ceci se produit à l'entrée du second ralentisseur, tant et si bien que finalement les atomes qui étaient sur le bord du faisceau optique vont former un pic dit de « *décrochés ZI* », tandis que les atomes les plus intérieurs au faisceau optique vont être, pour leur part, accrochés dans le second ralentisseur et donner un pic d'atomes lents. Le second paramètre pouvant jouer considérablement sur la structure du jet et l'efficacité de ralentissement est l'irrégularité du champ magnétique qui peut perturber les atomes durant leur propagation. Ce paramètre n'a pas été pris en compte dans notre modèle. On voit que la géométrie et la puissance du faisceau laser sont les paramètres de contrôle les plus importants de notre expérience et qu'ils suffisent à expliquer nos observations expérimentales. C'est cette même géométrie du faisceau et ce même paramètre de saturation qui expliquent la présence d'un dépeuplement au centre du jet d'atomes lents quand leur vitesse descend en dessous de la centaine de mètres par seconde. Ce dépeuplement pourra être évité dans les deux cas d'un jet d'atomes ralenti en ZI, où le dépeuplement n'existe pas, et dans le cas où l'on

ralentit à des vitesses très faibles, l'ouverture angulaire du faisceau étant alors telle que l'on peut s'affranchir des décrochés ZI en se plaçant sur les côtés du miroir. De plus, nous avons montré dans la section (2.2.3) que la zone de forte densité pour un jet d'atomes lents se situe très hors d'axe (20mm). Expérimentalement, on a présenté dans le chapitre 1 deux outils nous permettant de travailler dans ces deux configurations. Le premier outil est un miroir en or fendu. La fente de ce miroir fait $200\mu\text{m}$ de largeur et 15 mm de longueur. Ce miroir permettra de collimater légèrement le jet d'atomes lents à 250m/s. Le second outil est un miroir de 8mm de largeur, qui nous permet de nous placer sur les côtés et travailler sur les atomes lents en les collimatant par des fentes de tailles déterminées. Pour finir, nous avons montré tant sur le point expérimental que théorique que le jet supersonique d'atomes lents avait une ouverture angulaire permettant de mener des expériences de physique atomique. En effet, la chute de flux reste acceptable pour permettre d'observer des phénomènes assez petits sans recourir à une collimation transverse. Il faut cependant rester conscient de la nécessité de recourir à une méthode de type collimation transverse ou piège magnéto-optique (la mise en place de ce dernier aurait mis autant de temps) permettant d'avoir un jet fin d'atomes « très » froids. Les tenants et aboutissants de la configuration en jet ainsi que ses limites et les perspectives qui s'offrent à nous seront développées plus longuement dans la conclusion de la thèse.

Chapitre 3

Interaction de van der Waals - Zeeman pour des atomes lents

Les expériences de diffraction inélastique exposées dans ce chapitre représentent un élément conséquent d'étude des transitions dites de van der Waals-Zeeman. Elles permettent d'étudier l'évolution de la portée de l'interaction en fonction de la vitesse atomique ainsi que la constante d'anisotropie de l'atome étudié. Cette étude a été menée pour trois gaz rares différents à vitesses thermiques (Ne*, Ar* et Kr*) et quatre vitesses pour l'atome d'argon métastable. Nous allons tout d'abord développer le contexte théorique général, la configuration expérimentale utilisée et enfin détailler les résultats expérimentaux obtenus et leur intérêt pour la compréhension de l'interaction.

3.1 Contexte théorique global

Le contexte dans lequel se situe l'étude est celui des interactions atome surface en champ proche. Nous pouvons étudier l'évolution d'un atome proche de la surface en écrivant le potentiel van der Waals non retardé :

$$V_{vdW} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{D}^2 + D_Z^2}{16z^3} \quad (3.1)$$

\mathbf{D} étant l'opérateur vectoriel dipolaire, D_Z sa composante selon la normale à la surface (\vec{u}_z) et z la distance à la surface. Ou encore, en unités atomiques :

$$V_{vdW} = -\frac{\mathbf{D}^2 + D_Z^2}{16z^3} \quad (3.2)$$

D'une part, on peut montrer (calcul développé dans la thèse de N. Papageorgiou [34] page 149) que l'opérateur $\mathbf{D}^2 + D_Z^2$ peut se développer en une somme de deux opérateurs tensoriels, l'un scalaire, $T_0^{(0)}$ et l'autre d'ordre 2, $T_0^{(2)}$ comme suit :

$$\mathbf{D}^2 + D_Z^2 = -\frac{4}{\sqrt{3}}T_0^{(0)} + \sqrt{\frac{2}{3}}T_0^{(2)} \quad (3.3)$$

On peut encore l'écrire :

$$\mathbf{D}^2 + D_Z^2 = \overbrace{\frac{4}{3}\mathbf{D}^2}^{\text{scalaire}} + \overbrace{D_Z^2 - \frac{1}{3}\mathbf{D}^2}^{\text{non scalaire}} \quad (3.4)$$

On entend par scalaire le tenseur irréductible d'ordre 0, et la partie non scalaire le tenseur d'ordre 2 d'éléments non diagonaux non nuls. L'équation (3.4) est la seule façon d'écrire l'opérateur $\mathbf{D}^2 + D_Z^2$ comme la somme d'un opérateur scalaire et d'un opérateur quadrupolaire (non scalaire). On en déduit l'expression des deux opérateurs $T_0^{(0)}$ et $T_0^{(2)}$:

$$\begin{cases} T_0^{(0)} = [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} = -\frac{\mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}{\sqrt{3}} & (a) \\ T_0^{(2)} = [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} = \frac{3D_Z^2 - \mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}{\sqrt{6}} & (b) \end{cases} \quad (3.5)$$

Plaçons-nous à présent dans un sous-espace vectoriel de moment cinétique j donné (pour un niveau atomique défini par la série de nombres quantiques τ) de dimension $2j+1$. En se référant à l'équation (3.3), on peut réécrire les éléments de matrice du potentiel van der Waals comme suit :

$$\begin{aligned} \langle \tau, j, m' | V_{vdW} | \tau, j, m \rangle &= -\frac{1}{z^3} \left[-\frac{1}{4\sqrt{3}} \langle \tau, j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau, j, m \rangle \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{16} \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \tau, j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} | \tau, j, m \rangle \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

Par ailleurs, en se référant à l'équation (3.4), ces mêmes éléments de matrices peuvent s'écrire :

$$\langle \tau, j, m' | V_{vdW} | \tau, j, m \rangle = -\frac{\langle \tau, j, m' | \mathbf{D}^2 | \tau, j, m \rangle}{12 z^3} - \frac{\langle \tau, j, m' | D_Z^2 - \mathbf{D}^2/3 | \tau, j, m \rangle}{16} \quad (3.7)$$

Les éléments de matrice de l'opérateur quadrupolaire $D_Z^2 - \mathbf{D}^2/3$ étant proportionnels (avec la constante de proportionnalité η) à ceux de l'opérateur $J_Z^2 - \mathbf{J}^2/3$ en vertu du théorème de Wigner-Eckart, les éléments de matrice du potentiel de van der Waals (equation 3.2) s'écrivent :

$$\langle \tau, j, m' | V_{vdW} | \tau, j, m \rangle = \left[-\frac{C_3}{z^3} - \frac{\eta_\tau}{16 z^3} \left(m^2 - \frac{j(j+1)}{3} \right) \right] \delta_{m, m'} \quad (3.8)$$

avec $C_3 = \langle j, m | \mathbf{D}^2 | j, m \rangle / 12$. D'après le calcul des éléments de matrices des tenseurs $[\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)}$ et $[\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)}$ effectué dans les feuilles de calculs de l'annexe (A), la comparaison entre les équations (3.6) et (3.8) donne immédiatement :

$$\begin{cases} C_3 = \frac{\langle \mathbf{D}^2 \rangle}{12} = \frac{-\sqrt{3}}{12\sqrt{2j+1}} \langle \tau, j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau, j \rangle \\ \eta = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{j(j+1)(2j-1)(2j+1)(2j+3)}} \langle \tau, j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} | \tau, j \rangle \end{cases} \quad (3.9)$$

En développant l'expression de $\langle \tau, j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau, j \rangle$ et de $\langle \tau, j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} | \tau, j \rangle$ en fonction des forces de raies, on en déduit aisément (voir annexe (A)) l'expression de C_3 et η pour un niveau (τ) donné :

$$\begin{cases} C_3(\tau, j) = \frac{\sum_{\delta} S_{\delta}}{12(2j+1)} \\ \eta(\tau, j) = -\frac{2S_{\delta=-1}}{(2j-1)(2j)(2j+1)} + \frac{4S_{\delta=0}}{(2j)(2j+1)(2j+2)} - \frac{2S_{\delta=1}}{(2j+1)(2j+2)(2j+3)} \end{cases} \quad (3.10)$$

$S_{\delta=-1}$, $S_{\delta=0}$, $S_{\delta=+1}$ sont les forces de raies des transitions dipolaires électriques $\Delta j = -1, 0, +1$. La constante de van der Waals C_3 ainsi que la constante d'anisotropie η ont été calculées pour différents atomes (dans le cas d'un diélectrique parfait) en se basant sur les données spectroscopiques (cf. annexe (A)). On trouve :

$$\begin{cases} C_3(\text{Ne}^*, {}^3\text{P}_2) = 1.64u.a. & ; & \eta(\text{Ne}^*, {}^3\text{P}_2) = -0.053u.a. \\ C_3(\text{Ar}^*, {}^3\text{P}_2) = 2.22u.a. & ; & \eta(\text{Ar}^*, {}^3\text{P}_2) = -0.15u.a. \\ C_3(\text{Kr}^*, {}^3\text{P}_2) = 2.40u.a. & ; & \eta(\text{Kr}^*, {}^3\text{P}_2) = -0.41u.a. \\ C_3(\text{Xe}^*, {}^3\text{P}_2) = 2.98u.a. & ; & \eta(\text{Xe}^*, {}^3\text{P}_2) = -0.21u.a. \end{cases} \quad (3.11)$$

Le but des expériences de van der Waals-Zeeman que nous avons menées est de mesurer, indirectement, la valeur de la constante quadrupolaire η et par la même occasion la valeur de la constante C_3 . Dans la section qui suit, nous allons exposer la configuration expérimentale qui nous a permis de mener à bien cette étude ainsi que les difficultés auxquelles nous avons dû faire face.

3.2 Principe et configuration expérimentale

L'observabilité des transitions van der Waals-Zeeman repose sur l'angle de déflexion accompagnant ces dernières. Lorsque l'atome en mouvement est proche de la surface (quelques nanomètres), l'opérateur van der Waals non scalaire induit (en présence d'un champ magnétique statique) un couplage entre sous-niveaux magnétiques. Il en résulte une transition entre sous-niveaux magnétiques et donc un changement d'énergie interne. Ce dernier impose un changement d'énergie cinétique afin de conserver l'énergie totale de l'atome. Pour un processus exo-énergétique, l'énergie cinétique va augmenter. Le potentiel van der Waals n'agit que dans la direction normale à la surface et de ce fait, l'impulsion longitudinale à la surface reste inchangée. Par la variation de l'impulsion orthogonale à la surface, l'atome est défléchi d'un angle γ . Dans le cas exoénergétique étudié ici, la déflexion s'opère vers l'extérieur de la surface et est donc observable expérimentalement. La figure (3.1), illustre le principe d'observation de cette déflexion.

Un jet atomique est collimaté une première fois à travers la fente de largeur $200\mu\text{m}$ du miroir de renvoi du laser (voir chapitre 1). Ce jet collimaté traverse un réseau en

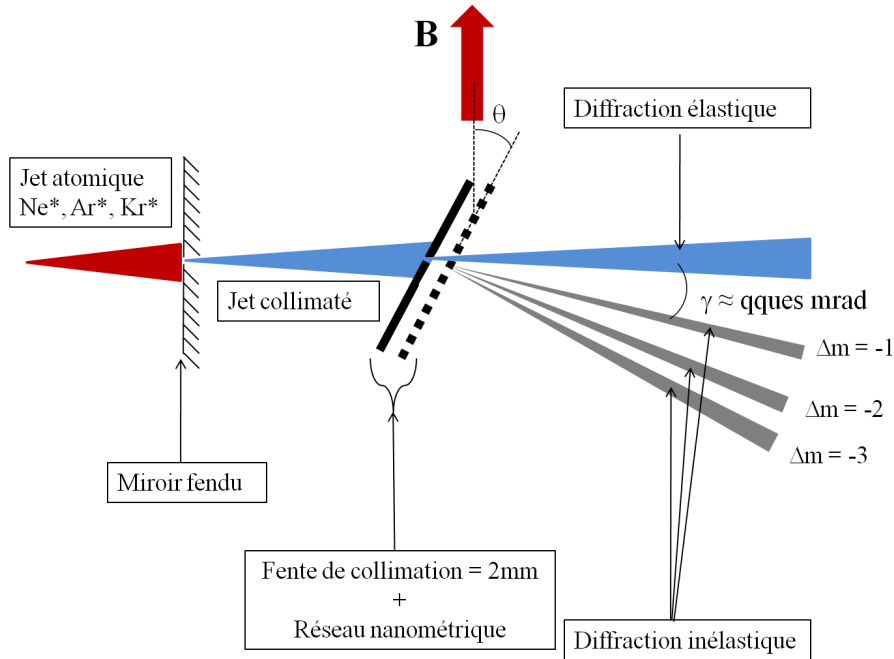


Figure 3.1 — Schéma de principe de l'étude expérimentale des transitions van der Waals-Zeeman. Un jet atomique est collimaté par la fente du miroir en or puis est diffracté élastiquement et inélastiquement par le réseau nanométrique en or plongé dans un champ magnétique statique. La discrimination des diffractions élastique et inélastique se fait angulairement.

or. Ce dernier doit être incliné d'un angle θ par rapport à la normale à la surface afin d'observer les transitions van der Waals-Zeeman.

Le réseau a une période de 200nm et une transmission de 55%. Sa profondeur est de 334nm, ce qui pourrait être avantageux pour les transitions mais handicapant pour ce qui est de l'angle d'inclinaison maximum autorisé ($\theta = 20^\circ$) avant extinction du signal. Les fentes nanométriques horizontales sont tenues par un support de fentes verticales de période $4\mu\text{m}$. Ce réseau de fentes « porteuses » est lui même soutenu par un réseau triangulaire constitué par des fils de nickel. La période du réseau triangulaire est de $346\mu\text{m}$. Le nickel étant fortement magnétique, nous nous sommes intéressés à l'effet de cette grille en nickel sur les lignes de champ magnétique que nous souhaitons appliquer sur les fentes nanométriques du réseau. Les calculs d'Yves Roussigné, maître de conférences au Laboratoire des Sciences des Procédés et des Matériaux, ont montré que l'effet de la grille de nickel restait très localisé dans le voisinage immédiat de ces fils.

Dans ces conditions, la transmission des atomes par le réseau nanométrique est dite « diffraction élastique ». Elle concerne la grande majorité du jet atomique, mais pour les atomes très proches de la surface (quelques nanomètres), la diffraction est dite inélastique : ce sont les transitions de van der Waals-Zeeman. La discrimination des atomes ayant subi des transitions van der Waals-Zeeman se fait angulairement. En effet, ils sont défléchis d'un angle γ qui est simplement la racine carrée du rapport

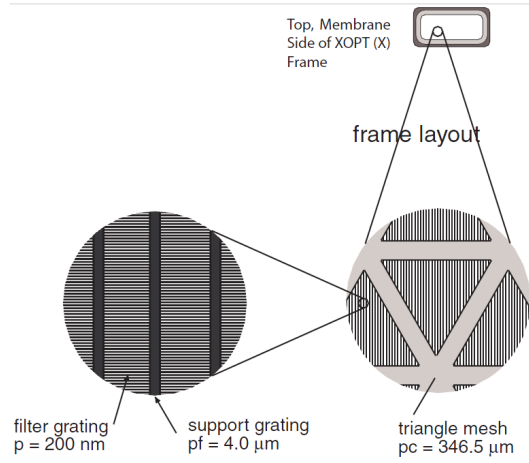


Figure 3.2 — Plan détaillant la configuration des fentes du réseau nanométrique. Les fentes nanométriques de période $\Lambda = 200\text{nm}$ sont tenues par un support de fentes verticales de période $4\mu\text{m}$, elles mêmes soutenues par une grille en nickel.

entre l'écart en énergie Zeeman et l'énergie cinétique incidente. On écrit donc l'angle de déflexion (obtenu par la conservation de l'impulsion et de l'énergie) comme suit [9] :

$$\gamma \text{ (rad)} = \sqrt{\frac{g\mu_B B |\Delta m|}{E_0}} \quad (3.12)$$

B étant la norme du champ magnétique appliqué sur le réseau, E_0 l'énergie cinétique initiale de l'atome, μ_B le magnéton de Bohr, g le facteur de Landé et Δm l'écart entre les deux niveaux Zeeman.

Le signal van der Waals-Zeeman étant très faible, il est impératif d'occulter la partie élastique (pic transmis) afin d'imager les pics inélastiques (vdW-Z) sur une fond le plus petit possible. Pour cela, nous allons utiliser un procédé d'imagerie déclenchée temporellement et extraire par soustraction les pics van der Waals-Zeeman du pic de diffraction élastique (voir figure (3.3)).

Nous déclenchons simultanément le champ magnétique généré par l'électroaimant et l'imagerie du détecteur (à l'aide d'un programme développé par Achim Czach de la société Roentdek). Ceci nous permet d'accumuler le signal atomique sur une durée de 5s avec champ magnétique (image B_{On}), et durant 5s sans champ magnétique (image B_{Off}). La commutation se fait assez rapidement afin d'éviter les dérives rapides du dispositif expérimental telles que les variations de la source par exemple. La soustraction des deux images nous permet d'obtenir le signal lié à l'effet du champ magnétique résultant des transitions de van der Waals-Zeeman.

Comme nous l'avons dit plus haut, deux séries d'expériences ont été menées. La première étudie des transitions vdW-Z pour des atomes à vitesse thermique. Trois espèces atomiques métastables ont été utilisées : néon, argon et krypton. Dans ces trois cas, le jet supersonique est directif et la position dans l'espace de ce dernier ainsi que sa résolution spatiale sont bien définies. Le changement de gaz ne pose donc pas de problème de positionnement du réseau. Il en va tout autrement pour les expériences de jet d'argon

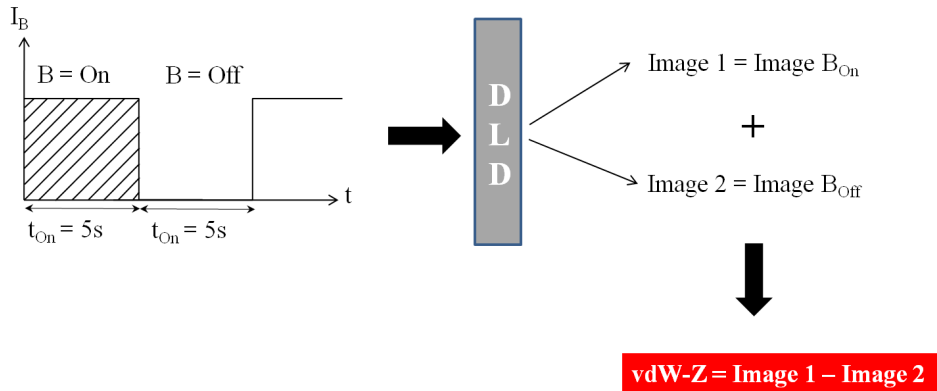


Figure 3.3 — Schéma de principe pour la discrimination temporelle de l'image avec champ magnétique image B_{On} et sans champ magnétique B_{Off} . Le détecteur à lignes à retard permet la séparation temporelle de ces deux images. La différence des deux images permet l'observation sur un fond plat de pics inélastiques nécessairement corrélés au champ magnétique.

ralenti. En effet, nous avons montré au chapitre (2) que notre configuration de ralentisseur Zeeman produisait obligatoirement une partie d'atomes à vitesse thermique (3P_2) et des atomes qui n'ont pas accroché à l'entrée du second ralentisseur (décrochés ZI). Grâce au travail de caractérisation spatiale du jet développé au chapitre (2), il nous est possible de contourner cette difficulté par la sélection spatiale de la partie du jet qui nous intéresse (figure (3.4)). Naturellement si l'on souhaite utiliser le jet thermique, le problème ne se pose pas. On positionnera la fente du miroir sur la position P_1 de la figure (3.4).

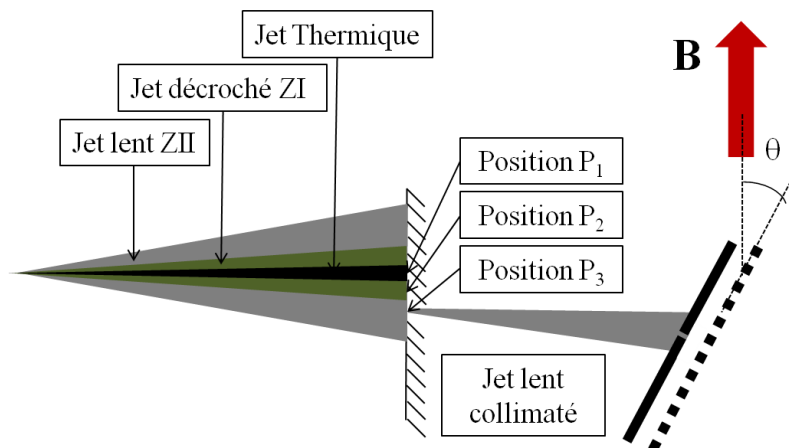


Figure 3.4 — Schéma de sélection du jet supersonique d'atomes métastables en fonction de la vitesse finale. Pour les expériences utilisant le jet thermique la fente du miroir est sur la position P_1 . Pour les atomes issus du ralentisseur ZI, la position P_2 est privilégiée et pour les atomes issus du second ralentisseur la position P_3 .

Si l'on souhaite utiliser des atomes de vitesse longitudinale $v=250\text{m/s}$ (issus du ralentisseur ZI), on positionne la fente sur la position P_2 ce qui évite de polluer le signal par des atomes thermiques $^3\text{P}_0$. Enfin, pour utiliser des atomes lents ($200, 170\text{m/s}$), on utilise le fait qu'il y ait un dépeuplement au centre du jet d'atomes lents (cf. chapitre (2)), pour positionner la fente en P_3 . Ceci nous permet de ne garder que des atomes lents, mais aussi d'améliorer la résolution spatiale du jet (1 à 3mrad) et la distribution de vitesse longitudinale (moins de 10%) (les atomes localisés sur un rayon donné du jet ont absorbé sensiblement le même nombre de photons en moyenne). Naturellement, les densités étant sensiblement plus basses, on passe d'une durée d'accumulation de 20h pour les jets thermiques à plus de 150h pour le jet à 170m/s . Cette dernière remarque permet de montrer la difficulté d'une telle configuration expérimentale et aussi d'en fixer les limites.

Les images B_{On} et B_{Off} introduites plus haut permettent l'obtention de deux informations capitales pour la bonne compréhension des interactions atome-surface. La figure (3.5) montre l'exploitation de telles images. On trace le profil (3.5-c) issu de l'image avec champ magnétique B_{On} (3.5-a) puis celui (3.5-d) issu de l'image sans champ magnétique (3.5-b). La section suivante développe la méthode utilisée pour estimer la constante de van der Waals C_3 et la constante quadrupolaire η par un traitement externe des données.

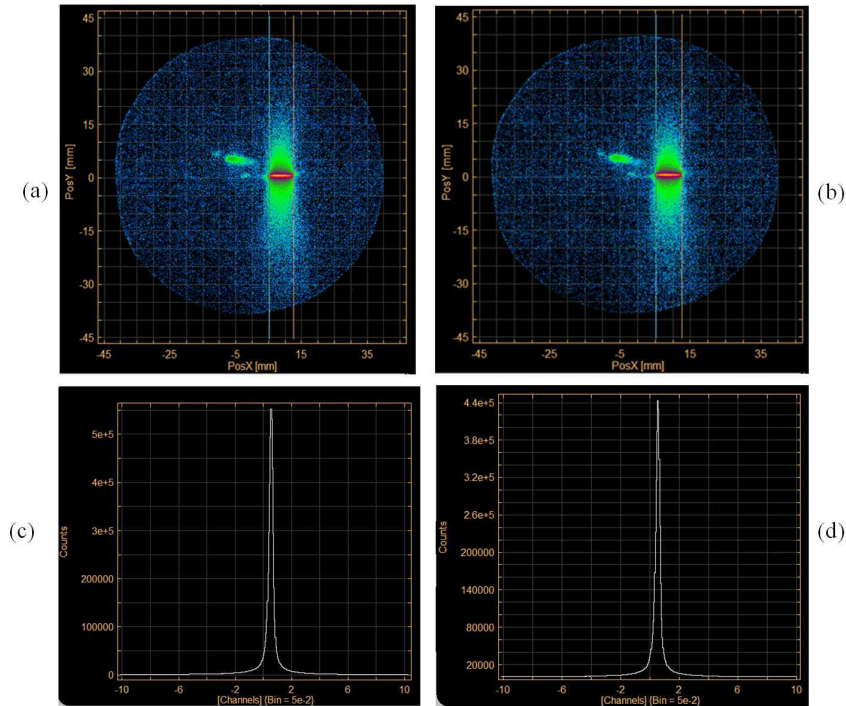


Figure 3.5 — (a) - Image de diffraction par le réseau nanométrique avec champ magnétique image B_{On} . (b) - Image de diffraction par le réseau nanométrique sans champ magnétique image B_{Off} . (c) - Profil de diffraction pour l'image B_{On} . (d) - Profil de diffraction pour l'image B_{Off} . Un exemple d'exploitation est montré dans la section (3.3.3).

3.3 Modélisation et données expérimentales

3.3.1 Partie scalaire

L'estimation de la partie scalaire du potentiel van der Waals se fait en utilisant les profils issus des images sans champ magnétique. Le profil final (après 20h d'accumulation) est ajusté par un profil théorique de diffraction élastique. Ce profil théorique est calculé en sommant le déphasage géométrique ($\varphi_{geom} \approx k\theta z$) induit par les fentes du réseau et le déphasage van der Waals φ_{vdW} donné, dans le cas général d'une fente trapézoïdale, par l'équipe de J.P. Toennies [35], par :

$$\varphi_{vdW}(z) = \frac{C_3 T}{\hbar v_0 (w/2 - z)^3} \frac{\frac{T}{2(w/2 - z)} tg\beta}{(1 + \frac{T}{w/2 - z} tg\beta)} \quad (3.13)$$

où w est la largeur de la fente, T sa profondeur, β l'angle du trapèze et v_0 la vitesse atomique. Des expériences de diffraction élastique faites par l'équipe IOA [4] ont montré que la modélisation fine de la géométrie transverse de la fente importe peu dans le cas de fentes peu profondes (typiquement 50nm). Le déphasage van der Waals sera essentiellement fonction de la profondeur de la fente :

$$\varphi_{vdW}(z) = \frac{C_3 T}{\hbar v_0 (w/2 - z)^3} \quad (3.14)$$

L'amplitude de diffraction s'écrit donc [19] :

$$A(\theta) = \sum_{\pm} \frac{1}{2} e^{\pm i k \theta w/2} \int_0^{w/2} \exp(\mp i k \theta \zeta + i \varphi_{vdW}(\zeta)) d\zeta \quad (3.15)$$

où l'on a effectué le changement de variable $\zeta = w/2 - z$.

Toutefois, la géométrie de notre réseau nanométrique (340x70nm) nous pousse à introduire les coordonnées elliptiques afin de modéliser la surface que l'atome va percevoir comme un cylindre de section elliptique. Cette ellipse aura pour demi-grand axe 170nm et pour demi-petit axe 40nm. La modélisation de la fente par une ellipse reproduit au mieux le rayon de courbure perçu par l'atome.

Modélisation de la distance à la surface

Un point M de coordonnées (x_M, z_M) au voisinage de la surface de la fente peut être représenté en coordonnées elliptiques. En fixant les deux foyers F_1 et F_2 et la distance $\overline{F_1 F_2} = 2d$, cela revient à trouver une ellipse et une hyperbole qui passent par le point M (fig. 3.6). Soit r_1 et r_2 les distances $\overline{F_1 M}$ et $\overline{F_2 M}$

$$\begin{cases} \xi(M) = \frac{r_1(M) + r_2(M)}{2d} & (a) \\ \eta(M) = \frac{r_1(M) - r_2(M)}{2d} & (b) \end{cases} \quad (3.16)$$

Avec $\xi \in [1, +\infty[$ et $\eta(M) \in [-1, +1]$ et :

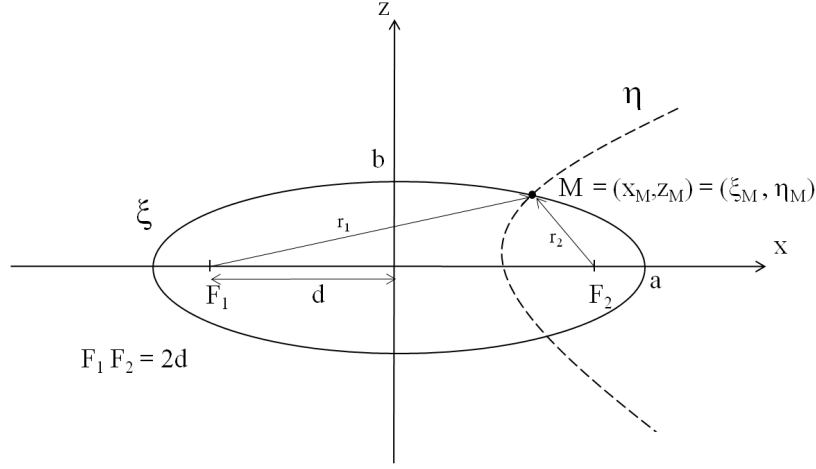


Figure 3.6 — Modélisation de la section elliptique d'une fente du nano-réseau. L'ellipse est définie par son demi grand-axe a et son demi-petit axe b . Un point M est repéré par ses coordonnées elliptiques (ξ, η) .

$$\begin{cases} r_1^2(M) = z^2 + (x + d)^2 & (a) \\ r_2^2(M) = z^2 + (x - d)^2 & (b) \end{cases} \quad (3.17)$$

Pour une distance $\overline{F_1 F_2} = 2d$ fixée, les courbes $\xi = C^{te}$ sont des ellipses et $\eta = C^{te}$ sont les hyperboles orthogonales.

Les courbes $\xi = C^{te} = \xi_0$ mènent aisément à la relation entre ξ_0 et les deux demi-axes de l'ellipse :

$$\xi_0 = \frac{a}{d} = \frac{a}{\sqrt{a^2 - b^2}} \quad (3.18)$$

L'équation (3.18) nous permet de déterminer les paramètres de l'ellipse par la donnée de ses deux demi-axes. La métrique du système de coordonnées elliptiques s'écrit [36] :

$$ds^2 = h_\xi^2(\xi, \eta) d\xi^2 + h_\eta^2(\xi, \eta) d\eta^2 \quad (3.19)$$

avec $h_\xi^2(\xi, \eta) = d^2 \frac{\xi^2 - \eta^2}{\xi^2 - 1}$ et $h_\eta^2(\xi, \eta) = d^2 \frac{\xi^2 - \eta^2}{1 - \eta^2}$. Les interactions vdW-Z étant de courte portée comparées aux dimensions de la surface (5nm face à 80nm), la distance à la surface peut être assimilée à un arc de courbe $\eta = C^{te}$. En un point M (ξ_M, η_M), la courbe orthogonale à l'ellipse ξ_M est donnée par l'hyperbole η_M . On va approximer la distance par une longueur d'arc d'hyperbole. Pour définir l'expression de la distance orthogonale D d'un point et l'ellipse, intégrons la métrique pour η_0 :

$$D = \int_{\xi_0}^{\xi_1} h_\xi^2(\xi, \eta) d\xi = \int_{\xi_0}^{\xi_1} \sqrt{\frac{\xi^2 - \eta_0}{\xi^2 - 1}} d\xi \quad (3.20)$$

Dans le cas d'une trajectoire atomique inclinée d'un angle θ_{in} (fig. 3.7). La modélisation de la trajectoire atomique passe d'abord par la modélisation du point de contact de la tangente à l'ellipse de pente $tg(\theta_{in})$.

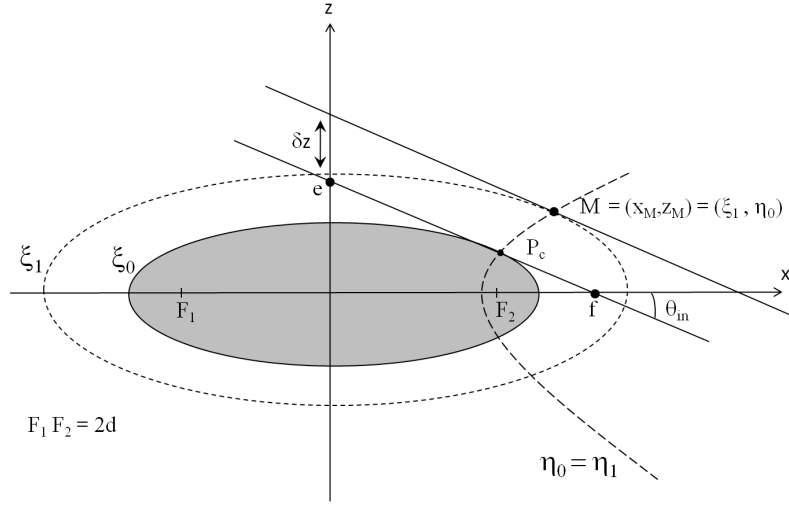


Figure 3.7 — Modélisation de la trajectoire inclinée d'un angle θ_{in} d'un atome près d'un bord de fente. Un point M est repéré par ses coordonnées (ξ, η) . La distance D orthogonale à la surface est approximée par un arc d'hyperbole.

La paramétrisation de l'ellipse donne :

$$\begin{cases} x = a \cos u \\ z = b \sin u \end{cases} \quad (3.21)$$

La pente de la droite qui définit la trajectoire atomique pour un angle d'incidence θ_{in} donné s'écrit :

$$tg\theta_{in} = \frac{dz}{dx} = -\frac{b}{a} \frac{z/a}{\sqrt{1 - z^2/a^2}} \quad (3.22)$$

On déduit aisément la coordonnée x_c du point de contact :

$$x_c = \frac{a \, tg\theta_{in}}{\sqrt{tg^2\theta_{in} + (b^2/a^2)}} \quad (3.23)$$

à partir de laquelle on déduit z_c (en utilisant la relation $x_c^2/a^2 + z_c^2/b^2 = 1$) :

$$z_c = b \sqrt{1 - \frac{tg^2\theta_{in}}{tg^2\theta_{in} + (b^2/a^2)}} \quad (3.24)$$

La droite d'équation $tg\gamma = (z - z_c)/(x - x_c)$ est déterminée connaissant les points e et f de croisement de cette dernière avec les axes (Ox) et (Oz) :

$$\begin{cases} x_e = 0 & ; \quad z_e = \frac{b}{\sqrt{1 - z_c^2/a^2}} \\ x_f = a^2/z_c^2 & ; \quad z_f = 0 \end{cases} \quad (3.25)$$

Les trajectoires atomiques sont des parallèles à cette droite tangente.

On peut montrer que les coordonnées (ξ_M, η_M) du point courant M de la trajectoire rectiligne s'écrivent en fonction de ses coordonnées cartésiennes (x_M, z_M) comme suit :

$$\begin{cases} \xi_M(x_M, z_M) = \left(\frac{d^2 + x_M^2 + z_M^2 + \sqrt{-4d^2 z_M^2 + (d^2 + x_M^2 + z_M^2)^2}}{2d^2} \right)^{1/2} \\ \eta_M(x_M, z_M) = \frac{z_M}{d \xi_M(x_M, z_M)} \end{cases} \quad (3.26)$$

Le déphasage induit par l'interaction de van der Waals le long de la trajectoire atomique \mathcal{T} est donc donné par l'intégrale suivante :

$$\varphi_{vdW} = \frac{C_3}{\hbar v_0} \int_{M \in \mathcal{T}} \frac{1}{D^3(x_M, z_M)} dz \quad (3.27)$$

L'intégrale (3.27) de D^{-3} en fonction des coordonnées elliptiques ne permet pas d'aboutir à une expression analytique, si bien que l'on est obligé de la calculer numériquement et en déduire le déphasage van der Waals (pour chaque paramètre d'impact) numériquement.

La figure (3.8) illustre la méthode d'ajustement des profils de diffraction élastique utilisée pour le néon, l'argon, le krypton et le xénon. Le bruit sur l'ajustement théorique est lié à la discrétisation du calcul et la taille de l'incrément choisi suffisamment grand pour avoir des durées de calcul raisonnables.

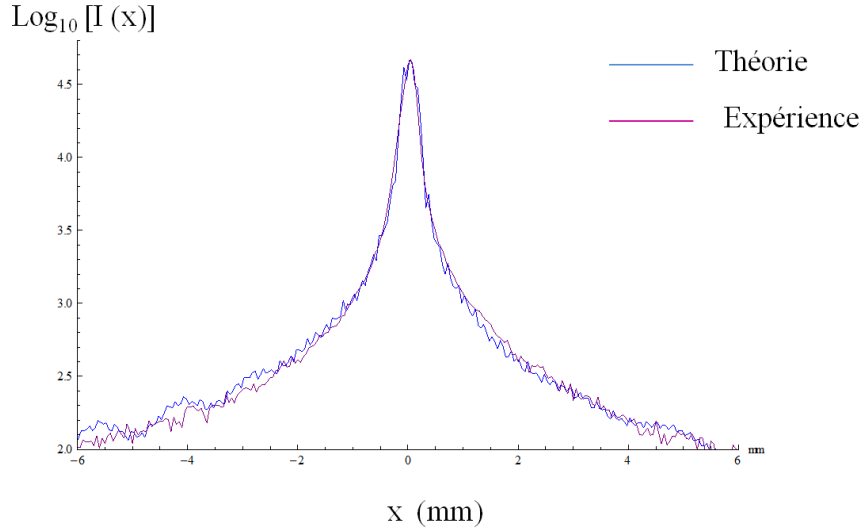


Figure 3.8 — Ajustement de la figure de diffraction élastique par une courbe théorique dans le cas de l'argon thermique $v = 560\text{m/s}$. L'inclinaison du réseau ($\theta = 20^\circ$) induit une dissymétrie gauche/droite dans la figure de diffraction.

La dissymétrie apparente entre les parties droite et gauche de la figure de diffraction est due à l'inclinaison du réseau. Le tableau (3.1) récapitule les valeurs théoriques et

expérimentales des constantes de van der Waals entre les atomes métastables (Ne, Ar, Kr, Xe) et l'or.

	C ₃ Théorique (u.a)	C ₃ Expérimental (u.a)	Désaccord relatif
Ne*	1.64± 0.11	1.3 ± 0.15	20%
Ar*	2.22±0.22	2.0 ± 0.2	11%
Kr*	2.40±0.48	2.15 ± 0.25	10%
Xe*	2.98±0.45	2.8 ± 0.25	6%

Tableau 3.1 — Tableau récapitulant les valeurs théoriques et expérimentales des constantes de van der Waals entre les atomes métastables (Ne*, Ar*, Kr*, Xe*) et l'or.

A noter que la valeur théorique de la constante de van der Waals est calculée dans le cas d'un diélectrique parfait, ce que n'est pas le cas expérimentalement. On doit multiplier le C_3 par le facteur $|(\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)|$ où ϵ est la constante diélectrique du métal étudié. Dans le cas de l'or, dans les gammes de longueurs d'ondes qui nous intéressent (500 - 900nm), $\epsilon = 0.5 + 5.5i$ [37] et ce facteur est voisin de 1. Nous pouvons donc comparer directement les valeurs théoriques et expérimentales. Nous pouvons constater le bon accord dans le cas de l'argon et du krypton (de l'ordre de 10%). L'erreur relative sur la détermination de la constante C_3 pour le néon et le xénon est de 20 et 6% ce qui est tout de même acceptable spécialement pour le xénon dont les forces de raies sont peu connues. La détermination du C_3 entre ces atomes métastables et l'or n'avaient jamais été faites jusqu'à aujourd'hui.

3.3.2 Partie quadrupolaire : Traitement théorique

Modèle de probabilité de transition

L'étude de la partie quadrupolaire du potentiel fait appel à une modélisation qui a été initiée par J.C. Karam durant sa thèse ([38] page 106) et que nous allons résumer ici. Les calculs de probabilité de transition sont effectués dans le modèle dit de l'« approximation soudaine ». Ce dernier repose sur le fait que la période de la précession de Larmor du spin est très supérieure au temps d'interaction atome-surface. Dans le cas limite que nous pourrions expérimenter, la période de Larmor $T_L = 2\pi\hbar/(g \mu_B B)$ vaudrait 2.4ns pour un champ magnétique $B = 200\text{G}$, $g = 1.5$ étant le facteur de Landé et $\mu_B = 9.24 \cdot 10^{-28} \text{J.G}^{-1}$ le magnéton de Bohr. D'autre part, le temps d'interaction $\delta t_{int} = \Delta x/v$ est de l'ordre de 0.29ns pour des atomes de vitesse 170m/s et la distance d'interaction le long de la surface de 50nm. Cette approximation reste encore valide. Cependant nous commençons à atteindre les limites de l'approximation tout spécialement pour des champs magnétiques forts (400G).

En présence d'un champ magnétique le potentiel total s'écrit :

$$V = g\mu_B \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} - \frac{C_3 + \frac{\eta}{16} [((\mathbf{D} \cdot \vec{u}_\rho)^2 - \mathbf{D}^2/3)]}{D^3(\delta z, z)} \quad (3.28)$$

où \mathbf{D} est l'opérateur vectoriel dipolaire, $D(\delta z, z)$ la distance à la surface pour une trajectoire conformément à la figure (3.9).

On peut montrer (voir [38] page 110) que la probabilité de transition quadrupolaire entre sous-niveaux Zeeman s'écrit :

$$P_{m \rightarrow m'} = \left| \langle m | \text{Exp} \left[-\frac{i}{\hbar} \frac{\eta}{16} J_z^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{D^3(x, z)} \right] | m' \rangle \right|^2 \quad (3.29)$$

$\delta z \rightarrow x$

avec, dans la base des sous-niveaux Zeeman (et dans l'ordre $m=-2, -1, 0, 1, 2$)

$$J_z^2 = \begin{pmatrix} 1 + 3\cos^2[\theta] & -\frac{3}{2}\sin[2\theta] & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin^2[\theta] & 0 & 0 \\ -\frac{3}{2}\sin[2\theta] & \frac{1}{4}(7 - 3\cos[2\theta]) & -\sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & \frac{3}{2}\sin^2[\theta] & 0 \\ \sqrt{\frac{3}{2}}\sin^2[\theta] & -\sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & 3\sin^2[\theta] & \sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin^2[\theta] \\ 0 & \frac{3}{2}\sin^2[\theta] & \sqrt{\frac{3}{2}}\cos[\theta]\sin[\theta] & \frac{1}{4}(7 - 3\cos[2\theta]) & \frac{3}{2}\sin[2\theta] \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin^2[\theta] & \frac{3}{2}\sin[2\theta] & 1 + 3\cos^2[\theta] \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

l'angle θ étant l'angle entre la normale à la surface et la direction du champ magnétique statique (voir figure 3.9).

On voit qu'en calculant numériquement la distance $D(p, z)$ (p étant le paramètre d'impact), on peut obtenir les probabilités de transition entre les deux niveaux m et m'

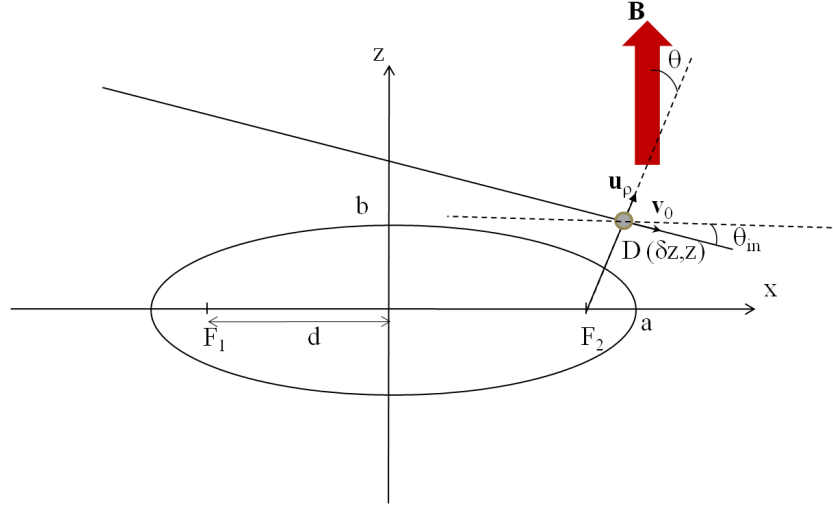


Figure 3.9 — Représentation en coordonnées elliptiques de la distance à la surface pour une trajectoire d'incidence θ_{in} . Le champ magnétique forme un angle θ avec la normale à la surface.

pour différents atomes et différentes vitesses, $P_{m \rightarrow m'}$ étant fonction de la constante quadrupolaire η et de la vitesse. La section suivante traite de l'évolution théorique de l'amplitude de probabilité en fonction de ces deux paramètres.

Probabilité de transition d'atomes métastables d'anisotropies différentes

Dans ce qui suit, nous traçons les portées théoriques en faisant varier la valeur de la constante d'anisotropie η . Les valeurs prises en compte dans le calcul sont les valeurs théoriques estimées à partir des forces de raies (cf. annexe (A)). La figure (3.10) montre les probabilités de transition van der Waals-Zeeman partant du sous niveau $m = 2$ vers $m' = 1$ pour différents atomes. Ce calcul a été effectué pour un angle entre le champ magnétique B et la normale à la surface $\theta = 20^\circ$.

La figure (3.10-a) montre que la probabilité de transition dans le cas du néon oscille rapidement pour des paramètres d'impact sub-nanométriques. Elle diminue ensuite rapidement pour s'annuler totalement à $z = 4\text{nm}$. La complexité du lien entre probabilité de transition et portée de l'interaction est bien réelle. En l'occurrence, on peut aborder le problème en calculant une longueur d'interaction atome-surface d_{vdW} à paramètre d'impact donné. Cette distance est une fonction décroissante du paramètre d'impact, si bien que l'on peut définir la portée comme étant le paramètre d'impact maximal avant l'annulation de d_{vdW} . Nous proposons une autre définition consistant à dire que la portée de l'interaction est la fenêtre (en paramètre d'impact) pour laquelle la probabilité de transition $P_{m \rightarrow m'}$ est non nulle. Elle est représentée dans la figure (3.10) par la zone grisée. La portée moyenne de l'interaction est donc de 4nm dans le cas du néon, car les probabilités de transition pour les autres transitions $\Delta m = -1$ sont sensiblement égales, ce qui ne sera pas le cas pour les autres atomes étudiés ici. Dans le cas de l'argon, la portée de la transition $m = 2 \rightarrow m' = 1$ est de 6.5nm (voir la figure

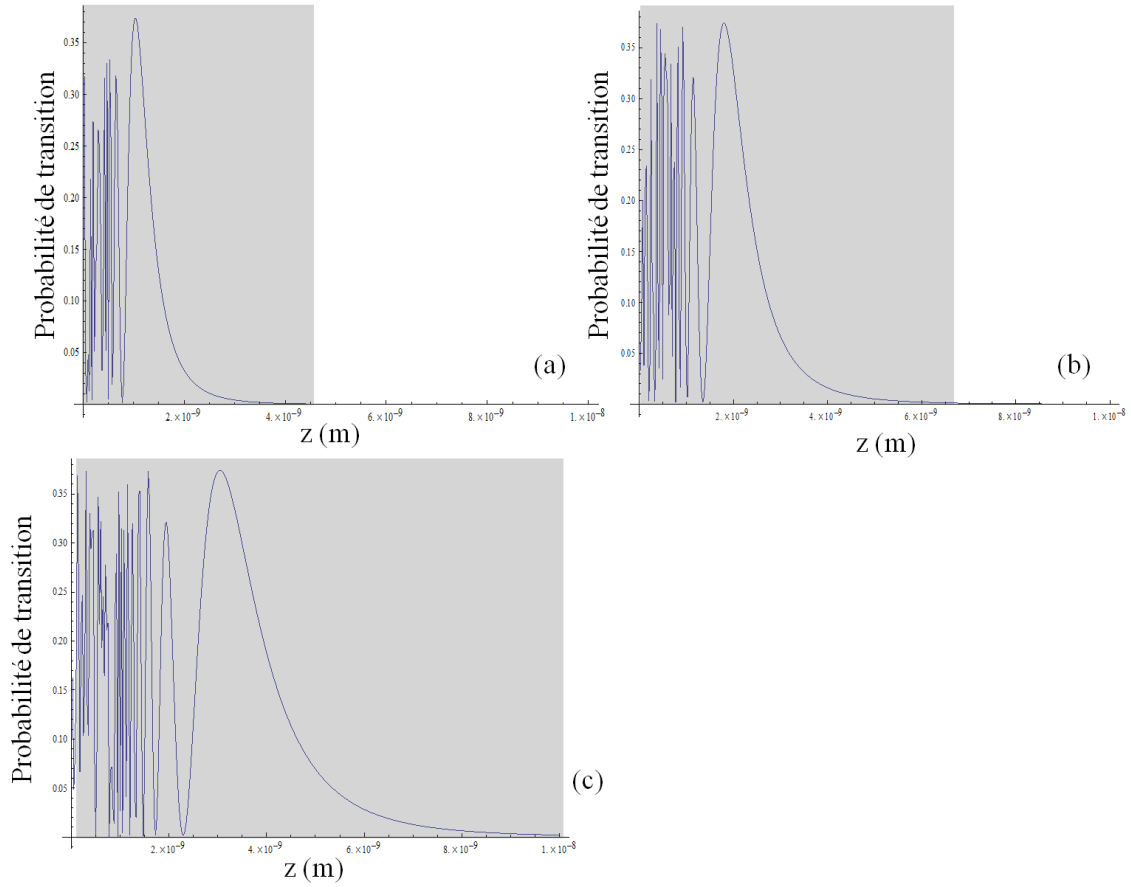


Figure 3.10 — Evolution de la probabilité de transition van der Waals-Zeeman entre les sous-niveaux magnétiques $m = 2$ et $m' = 1$ en fonction de la distance à la surface pour différents gaz rares. La zone grisée représente la zone de probabilité non nulle interprétée comme la portée de l'interaction. (a)- Néon : $\eta = -0.053$ u.a. (b)- Argon : $\eta = -0.15$ u.a. (c)- Krypton : $\eta = -0.40$ u.a.

(3.10-b)). La portée moyenne de la transition $\Delta m = -1$ est de 6nm. Pour finir, la valeur de la constante d'anisotropie η du krypton étant déterminée avec 20% d'incertitude, nous avons calculé les portées théoriques pour trois valeurs : $\eta = -0.3$ u.a., $\eta = -0.35$ u.a. et $\eta = -0.4$ u.a. La probabilité de transition $m = 2 \rightarrow m' = 1$ est montrée dans la figure (3.10-c). Nous avons reporté les portées moyennes estimées *via* cette méthode sur le graphe de la figure (3.11). L'estimation de la portée réelle n'est nullement évidente et toujours assez arbitraire. Ici, nous résolvons simplement l'équation $P_{m \rightarrow m'} = 0$ sans autre considération sur la vitesse à laquelle la probabilité s'annule (et qui change d'un atome à un autre), d'où l'utilisation d'une barre d'erreur.

Nous constatons tout d'abord que les portées moyennes pour $\Delta m = -3$ et $\Delta m = -4$ sont égales, ce qui n'était pas intuitif étant donné la décroissance de la portée pour les transitions $\Delta m = -1, -2, -3$. Une fois le calcul théorique des portées effectué, nous ajustons ces valeurs par une loi de puissance. Les trois portées sont ajustées par un même paramètre de puissance, soit $\bar{P}(\Delta m = -1, -2, -3, 4) = C^{te} (\eta/v)^{1/3}$ ($v = C^{te}$). Dans la thèse de J.C Karam, la portée suit une loi de puissance en $C^{te} (\eta/v)^{2/5}$ (v étant la vitesse de

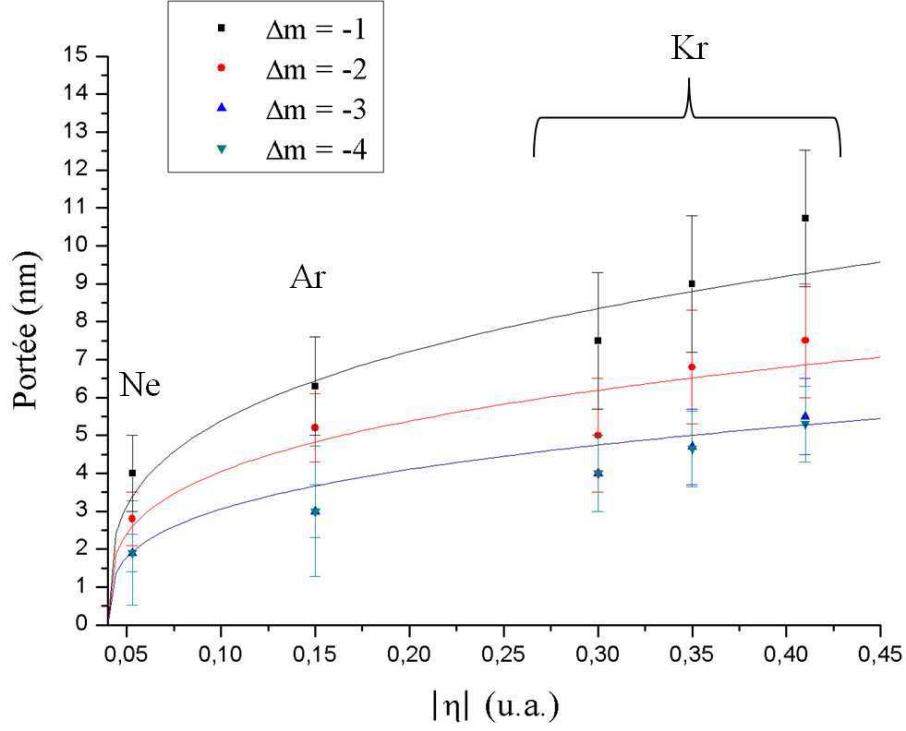


Figure 3.11 — Portées moyennes des transitions $\Delta m = -1, -2, -3, -4$ pour des atomes de néon, argon et krypton métastables. Les portées moyennes sont ajustées par une loi de puissance $\bar{P}(\Delta m = -1, -2, -3, -4) = C^{te} \eta^{1/3}$.

l'atome) ([38] page 113). Cette différence d'exposants est essentiellement géométrique et est liée au rayon de courbure local perçu par l'atome. En effet, le traitement de JC Karam concernait des fentes de section circulaire. Grâce à cet ajustement, nous pourrions confronter les données expérimentales aux prédictions théoriques dans la section (3.3.3). Une fois cette étude menée, nous pouvons étudier l'évolution de cette même portée en fonction de la vitesse de l'atome.

Probabilité de transition d'atomes d'argon métastables ralentis

Les expériences d'atomes lents étant menées sur un jet d'argon métastable, nous avons étudié l'évolution de la portée en fonction de la vitesse de l'atome d'argon ($\eta = -0.15$ u.a.). La figure (3.12) montre l'évolution de la probabilité de transition $m = 2 \rightarrow m' = 1$ pour des vitesses $v = 560$ m/s, 250 m/s, 170 m/s et 50 m/s. Une fois de plus, la portée est une fonction décroissante de la vitesse. En effet, pour une vitesse de 560 m/s, la portée de la transition $m = 2 \rightarrow m' = 1$ est de 7 nm (figure (3.12-a)), et elle augmente à environ 15 nm pour une vitesse de 50 m/s (figure (3.12-d)).

En reportant les portées théoriques sur un graphe on peut déterminer la loi de puissance que suit la portée de la transition $m = 2 \rightarrow m' = 1$ en fonction de la vitesse (voir figure 3.13). Pour les transitions $\Delta m = -2, -3, -4$, on va prendre les valeurs

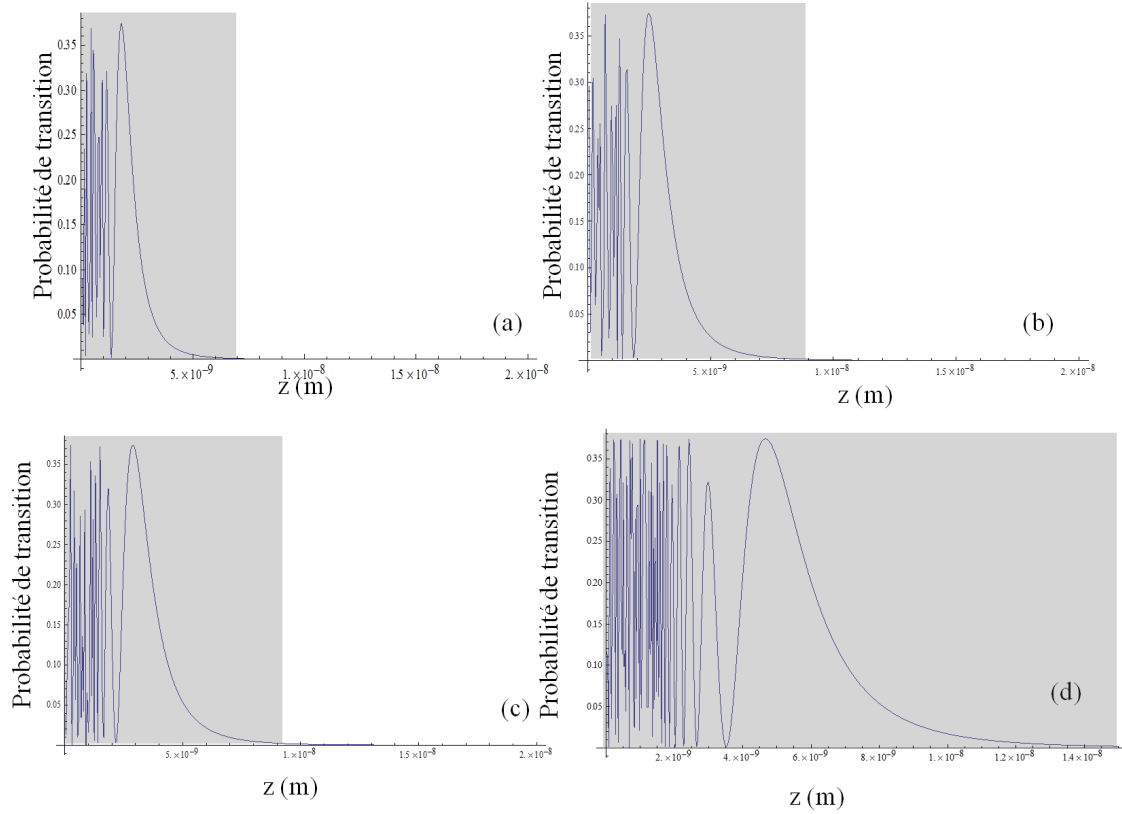


Figure 3.12 — Evolution de la probabilité de transition van der Waals-Zeeman entre $m = 2$ et $m' = 1$ en fonction de la distance à la surface pour un atome d'argon à : (a)- $v = 560 \text{ m/s}$ (b)- $v = 250 \text{ m/s}$ (c)- $v = 170 \text{ m/s}$ (d)- $v = 50 \text{ m/s}$

moyennes des portées sur l'ensemble des transitions possibles car les expériences qui nous donnent accès à cet écart en m sont des expériences portant sur des atomes dé-polarisés. L'ajustement des points théoriques se fait par une fonction en $v^{-1/3}$. Une fois de plus, on retrouve une loi de puissance ($C^{te} (\eta/v)^{1/3}$ avec η constant) du même type que celle donnée par J.C. Karam ($C^{te} (\eta/v)^{2/5}$) avec une différence essentiellement liée à l'aspect géométrique. L'évolution théorique de la portée nous permet de présager d'effets quantitatifs observables compte tenu de notre configuration expérimentale et des contraintes qu'elle impose. La section suivante expose notre méthode de traitement des données expérimentales et de leur comparaison aux prévisions théoriques.

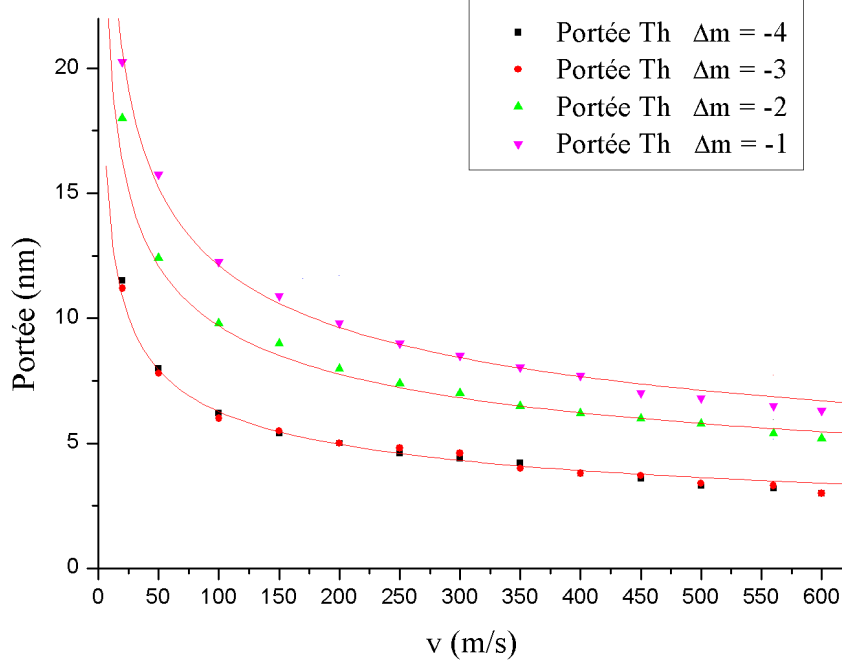


Figure 3.13 — Portées théoriques des transitions $\Delta m = -1, -2, -3, -4$ pour des atomes d'argon ralentis. Les portées ajustées par une loi de puissance $P(\Delta m = -1, -2, -3, -4) = C^{te} v^{-1/3}$.

3.3.3 Partie quadrupolaire : Traitement expérimental

Le traitement des données expérimentales pour la mise en évidence des transitions est loin d'être simple pour plusieurs raisons. Tout d'abord l'amplitude relative du signal van der Waals-Zeeman est 10^{-4} fois plus petit que le signal transmis (voir la figure (3.14)). De plus, la diffraction élastique par le réseau est relativement large angulairement (quelques dizaines de mrad) en raison de la période du réseau et des longueurs d'ondes en jeu. Tout cela nous amène à faire preuve de précaution lors de la soustraction des projections des images ($B_{On} - B_{Off}$) selon l'axe de diffraction (*i.e.* orthogonal aux fentes du réseau).

Le bruit sur la différence elle-même augmente considérablement près du pic central car sa valeur est très élevée, de plus le signal vdW-z doit être discriminable du bruit statistique de la partie transmise avant soustraction. Ceci nous amène donc à estimer ce bruit systématiquement afin d'avoir une idée de l'existence des pics et du rapport signal à bruit. Pour ce faire, lorsque les expériences sont renouvelées sur plusieurs jours (ce qui est le cas pour toutes les expériences sauf une) nous pouvons faire des images $B_{Off}(1) - B_{Off}(2)$. Le bruit de la soustraction et le bruit statistique seront ainsi bien déterminés. Dans ce qui suit, nous donneront les spectres soustraits pour les expériences à vitesse variable pour l'atome d'argon et le traitement ainsi que les données extraites.

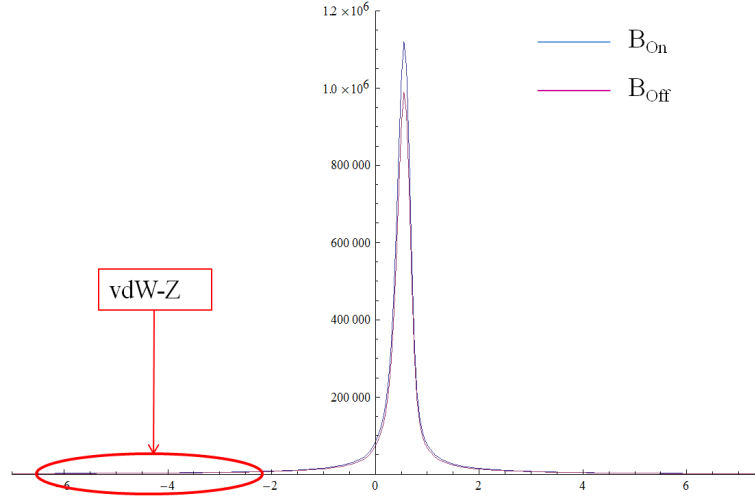


Figure 3.14 — Localisation et amplitude des pics vdW-Z attendus. L’amplitude du pic transmis est 10^4 fois plus grande que celle des pics de diffraction inélastique. Ces derniers sont suffisamment éloignés pour ne pas être noyés par le bruit de soustraction des images qui augmente fortement au centre.

Expériences sur le jet d’Ar* ralenti

Nous avons détaillé la configuration expérimentale utilisée dans la section (3.2). Il est tout de même utile de rappeler à ce stade que le jet d’atomes lents est collimaté par la fente de $200\mu\text{m}$ du miroir. Ceci nous permet non seulement d’améliorer la résolution angulaire (1.5mrad), mais aussi de sélectionner la vitesse souhaitée (dans le cas où l’on ralentit avec le ralentisseur ZII). Dans le cas où l’on décélère les atomes avec le ralentisseur ZI, positionner la fente sur le faisceau direct et le centre du faisceau ZI permet de dépolariser ce dernier (avec une répartition de sous-niveaux Zeeman inconnue). En effet, les atomes qui traversent le miroir voient un laser résonnant, orthogonal et polarisé σ^- . Quelques cycles d’absorption-émission spontanée suffisent à dépolariser le jet.

Nous avons la possibilité de mener deux types d’expériences. Les expériences avec un jet dépolarisé pour les vitesses $v = 560\text{m/s}$ et 250m/s sont faites avec la fente du miroir sur la position P_1 (voir figure (3.4)). Les expériences utilisant des atomes ralentis polarisés sont menées avec une fente de miroir positionnée en P_2 pour les atomes ralentis à 250m/s ou P_3 pour des vitesses plus basses.

La figure (3.15) montre les différents spectres obtenus après la soustraction de l’image sans champ magnétique de celle avec champ. On a tracé aussi à titre indicatif le bruit de soustraction qui, comme nous l’avons dit plus haut, augmente lorsque l’on se rapproche du centre. Plusieurs points d’analyse de ces spectres s’offrent à nous :

- Le passage d’un jet non polarisé à un jet polarisé supprime les transitions $\Delta m = -2, -3$. Ceci laisse présager que la seule voie de sortie pour un atome polarisé $m = +2$ est le niveau $m = +1$ ou que les autres voies de sortie sont très défavorisées.
- Les amplitudes des pics $\Delta m = -2, -3$ sont du même ordre de grandeur que celle du $\Delta m = -1$, ce qui est hautement contradictoire avec la théorie.

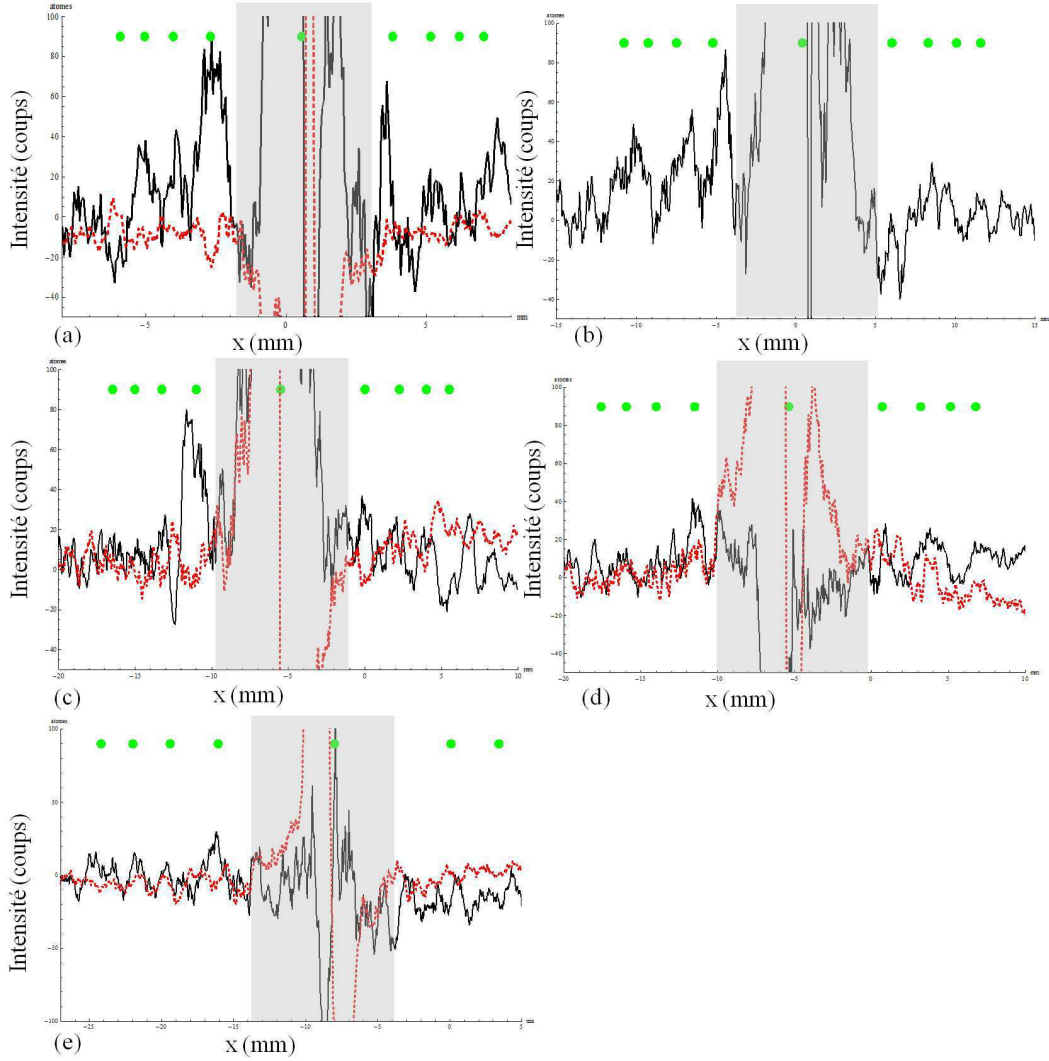


Figure 3.15 — Spectres de différence $B_{On}-B_{Off}$ pour différentes valeurs de la vitesse des atomes d'argon métastable. (a)- $v = 560\text{m/s}$ (jet non polarisé). (b)- $v = 250\text{m/s}$ (jet non polarisé). (c)- $v = 250\text{m/s}$ (jet polarisé $m = 2$). (d)- $v = 200\text{m/s}$ ($m = 2$). (e)- $v = 170\text{m/s}$ ($m = 2$). Le bruit de soustraction est indiqué par la ligne rouge en pointillés.

- Les largeurs des pics $\Delta m = -1$ pour les jets non polarisé et polarisé sont sensiblement égales, ce qui laisse penser que l'on mesure bien une portée moyenne égale à la portée de la transition $2 \rightarrow 1$.
- Pour des vitesses inférieures à 200m/s , les densités étant de plus en plus faibles et les pics de diffraction inélastique étant de plus en plus larges, l'observation de ces derniers devient de plus en plus difficile, du moins avec cette méthode expérimentale.

On peut extraire trois types de données de ces spectres : position des pics, hauteur relative et largeur. Chaque donnée nous permet de remonter à une caractéristique de la transition. Les positions des pics en fonction de la racine du champ magnétique sont

représentées dans la figure (3.16) et sont comparées à la courbe théorique déterminée par l'équation (3.12) et formulée comme suit :

$$\frac{\gamma(v)}{\sqrt{B}} = \sqrt{\frac{2g\mu_B}{M}} \frac{\sqrt{\Delta m}}{v} \quad (3.31)$$

A noter que la courbe à laquelle on se réfère est sans paramètre ajustable. On retrouve bien l'évolution en v^{-1} . Les effets des gradients magnétiques en jeu sur la trajectoire atomique sont très faibles.

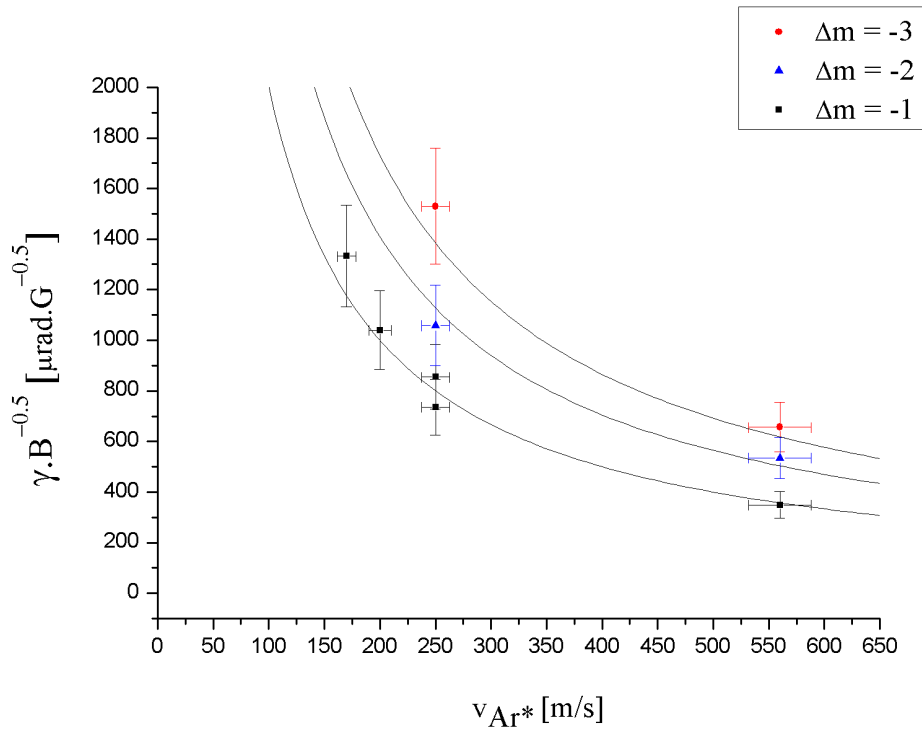


Figure 3.16 — Evolution de la position pics vdW-Z en fonction de la vitesse atomique comparée à la courbe théorique sans paramètre ajustable.

Les hauteurs relatives sont une seconde donnée importante. On entend par valeur relative la hauteur du pic vdW-Z rapportée à la hauteur du pic central. Ces valeurs ne sont naturellement pas significatives en absolu, cependant leur évolution en fonction de la vitesse nous renseigne sur l'évolution de la probabilité de transition. Il est important de spécifier que le point à $v = 560$ m/s a été rapporté à un pic transmis ne contenant que des atomes 3P_2 . Le pic à $v = 250$ m/s dans l'expérience non polarisée a été rapporté à un pic transmis ne contenant que des atomes lents 3P_2 à 250 m/s. L'évolution de la hauteur relative montre l'existence d'une asymptote. En effet, si l'on ajuste les deux séries de points par le même type de fonction $C^{te}v^{-4}$ (en supposant que l'évolution se fait de la même façon), on voit que pour la série de points $\Delta m = -1$, la hauteur relative augmente plus rapidement que celle des transitions $\Delta m = -2, -3$. De ce fait, si l'on

souhaite obtenir une exaltation des transtions $\Delta m = -2, -3$ comme c'est le cas pour $\Delta m = -1$, il faut réduire encore la vitesse.

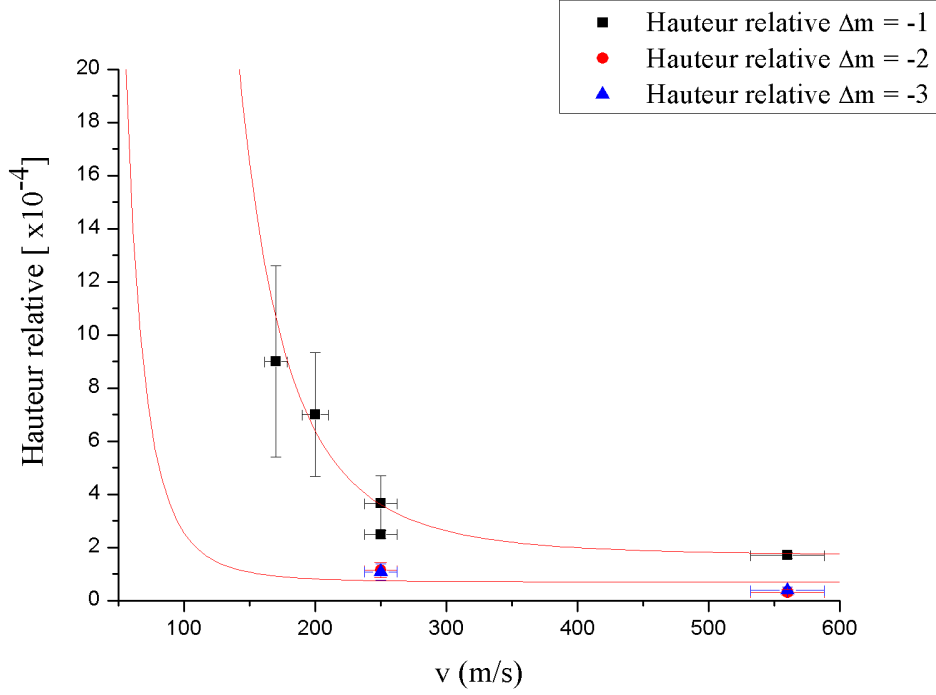


Figure 3.17 — Evolution de la hauteur relative des pics vdW-Z en fonction de la vitesse atomique. On ajuste les deux séries de points par une fonction $C^{te}v^{-4}$.

Pour terminer, on peut extraire une portée moyenne de la largeur des pics de diffraction inélastique. Pour ce faire, nous supposons que le pic vdW-Z résulte de la diffraction d'une fente de largeur $P_{\Delta m}$ dans la direction orthogonale à la surface de la fente du nanoréseau. Cette diffraction produit une figure de diffraction de largeur angulaire $\delta\gamma = \lambda_{dB}/P_{\Delta m}$. Naturellement, cette méthode est approchée car dans le cas d'une diffraction par une fente, la fonction d'onde est localisée dans la fente. Ce n'est pas le cas ici, car une partie de la fonction d'onde est localisée dans la « fente » de largeur $P_{\Delta m}$ et une autre partie est à l'extérieur. Nous allons vérifier *a posteriori* que cette hypothèse donne des résultats réalistes. Nous avons reporté l'ensemble des données sur la portée expérimentale (voir la figure (3.18)) afin de les confronter à l'évaluation théorique présentée dans la section (3.3.2).

On constate tout d'abord que les portées (exprimées en nm) obtenues pour les deux pics $\Delta m = -1$ dans le cas d'atomes d'argon avec $v = 250\text{m/s}$, polarisés ou non, concordent. Ceci confirme l'argument avancé plus haut selon lequel la portée moyennée sur toutes les transitions $\Delta m = -1$ est proche de celle de la transtion $2 \rightarrow 1$. On peut observer aussi que l'on a une portée assez comparable pour $\Delta m = -2, -3$ dans le cas des atomes non polarisés. L'évolution de la portée en fonction de la vitesse reproduit assez bien l'ajustement en $v^{-1/3}$.

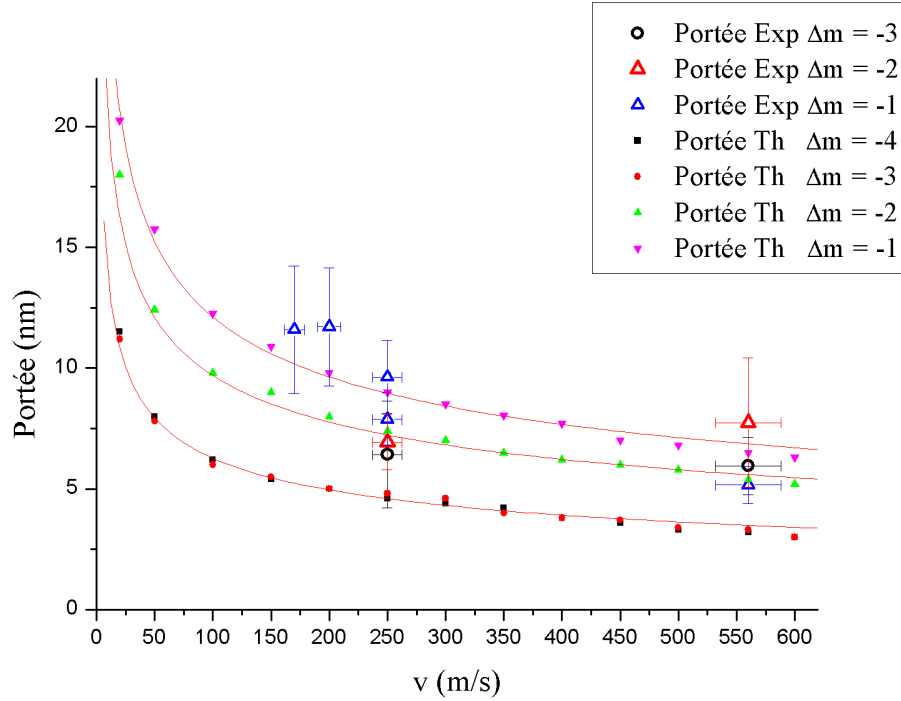


Figure 3.18 — Evolution de la portée de l'interaction vdW-Z en fonction de la vitesse atomique. Les points expérimentaux sont représentés par les formes creuses. La méthode d'ajustement est celle développée dans la section (3.3.2).

Expériences sur les jets d'atomes d'anisotropies différentes

Dans cette dernière section nous traitons de l'évolution théorique de la portée et de la probabilité de transition de différents atomes en fonction de leur anisotropie. Nous avons étudié cette évolution dans le cas du néon, de l'argon et du krypton. La constante quadupolaire croît avec le numéro atomique des atomes métastables plus vite que C_3 . Il en résulte une croissance de l'anisotropie (rapport η/C_3) de l'atome. L'anisotropie du néon est de 3%, celle de l'argon vaut 6% et enfin celle du krypton 16%. On s'attend donc à un changement significatif dans les durées d'accumulation et dans la clarté des pics vdW-Z. C'est bel et bien ce que nous avons observé. Nous compilons dans la figure (3.19) les trois expériences vdW-Z pour ces trois atomes.

Le spectre (3.19-c) a été obtenu en un temps d'acquisition deux fois moindre (18h) que celui de l'argon (40h) (spectre (3.19-b)). Les pics vdW-Z pour l'argon sont bien plus discernables que dans le cas du néon (3.19-a) pour lequel la durée d'accumulation est plus grande. Par ailleurs, la valeur relative et l'aisance avec laquelle on peut discriminer les pics vdW-Z dans le cas du krypton sont des signes clairs de l'augmentation de la probabilité de transition dans le cas d'atomes fortement anisotropes. On peut vérifier cette intuition en traçant l'évolution de la hauteur relative des pics vdW-Z par rapport à la partie transmise, en la rapportant au champ magnétique (les expériences n'ont pas été effectuées pour le même champ magnétique). La figure (3.20) compare l'évolution des valeurs relatives des pics pour les différents Δm accessibles, en introdui-

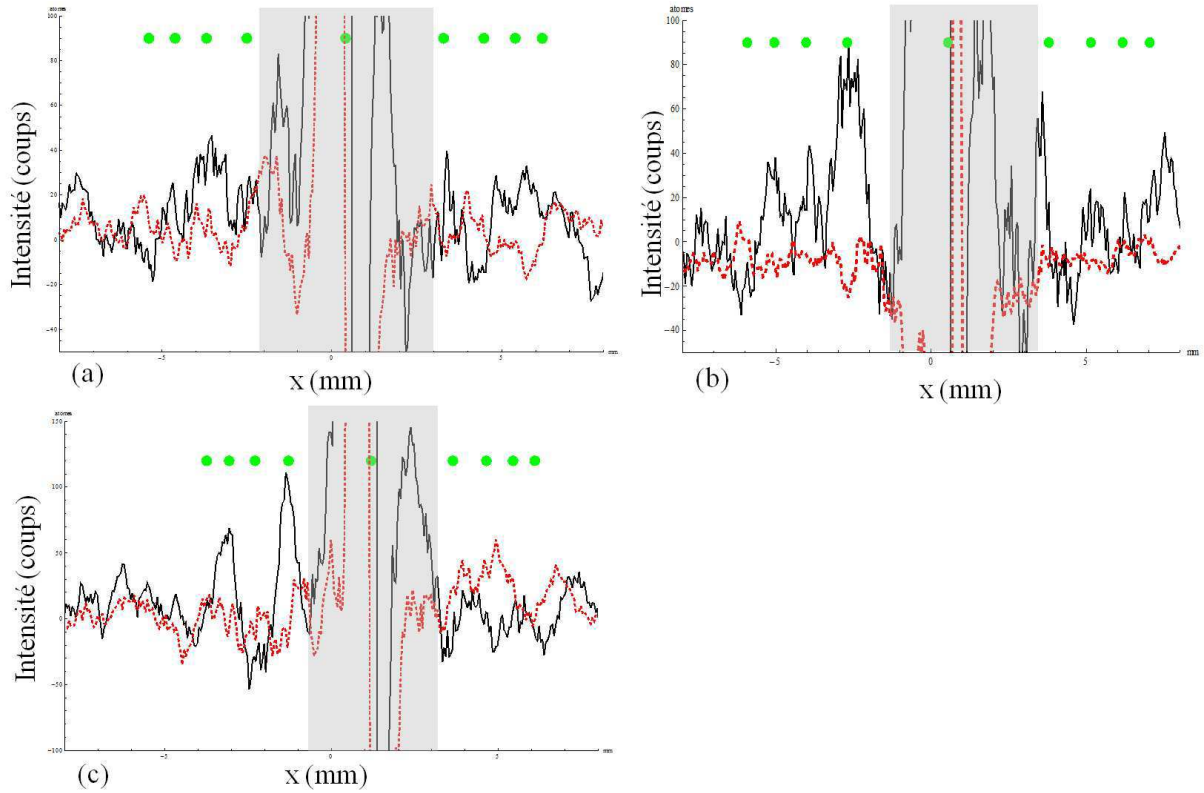


Figure 3.19 — Spectres de différence $B_{On}-B_{Off}$ pour différents atomes métastables (*i.e.* différentes valeurs de la constante d'anisotropie). (a)- Ne^* : $\eta = -0.053$. (b)- Ar^* : $\eta = -0.15$. (c)- Kr^* : $\eta = -0.40$. Le bruit de soustraction est indiqué par la ligne rouge en pointillés.

sant un intervalle de « confiance » conforme à l'incertitude dans la détermination de la constante quadrupolaire du krypton (estimée à $\pm 20\%$). Les pics $\Delta m = -1, -3$ sont difficilement discernables pour le néon. Cependant, on parvient tout de même à déduire une évolution croissante de la probabilité de transition dans ces deux cas. Il est difficile de déduire quoique ce soit de l'évolution du pics $\Delta m = -2$.

Il est aussi possible d'étudier la largeur des pics comme nous l'avons fait plus haut dans le cas des atomes d'argon lents. Au vu du spectre (3.19-a), les pics $\Delta m = -1$ et $\Delta m = -3$ ne sont pas pertinents. Par ailleurs, le traitement des pics du krypton diffère de celui réservé au néon et à l'argon. En effet, l'efficacité de l'échange est telle que le jet d'atomes secondaires est plus large que pour les deux autres gaz. Ceci a pour effet un élargissement « artificiel » (d'un facteur 2) de la distribution angulaire des pics vdW-Z. Nous devons donc, si l'on souhaite comparer cette portée avec celles des deux autres atomes, prendre en compte cet élargissement et le soustraire de la largeur du pic vdW-Z. Cet élargissement est de l'ordre de 25% de la largeur du pic, ce qui n'est pas négligeable pour ce qui est de la détermination de la portée. Nous avons reporté dans la figure (3.21) les portées obtenues expérimentalement en fonction de la constante quadrupolaire η .

Les portées sont, comme nous le suggérons plus haut, bien mieux définies dans le

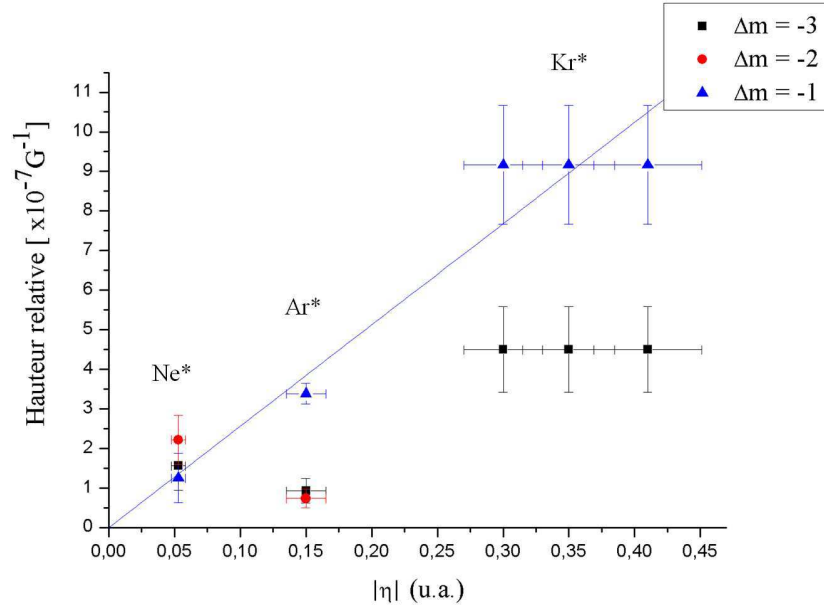


Figure 3.20 — Evolution de la hauteur relative des pics vdW-Z en fonction de la constante quadrupolaire η . La probabilité de transition évolue de façon croissante dans les cas $\Delta m = -1, -3$.

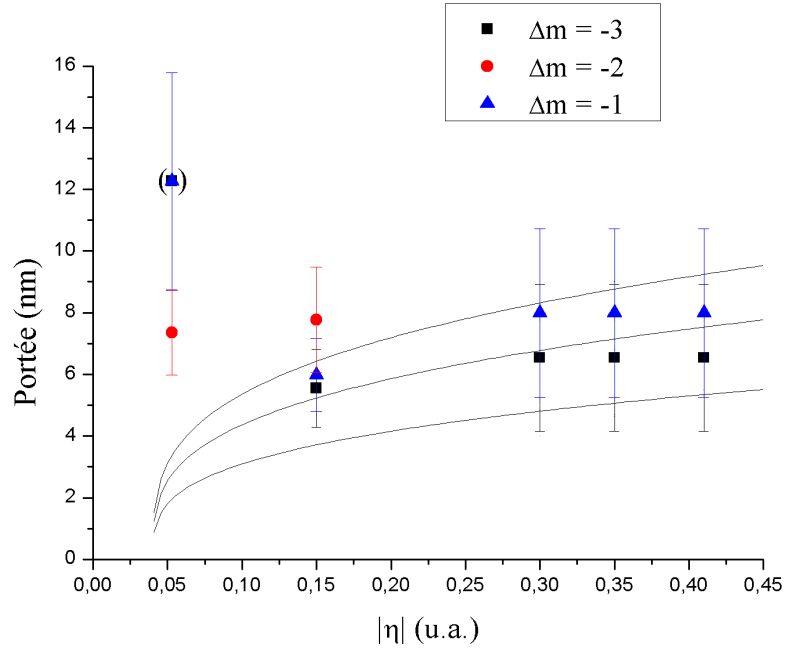


Figure 3.21 — Evolution de la portée de la transition vdW-Z en fonction de la constante quadrupolaire η .

cas de l'argon et du krypton. De ce fait, elles s'ajustent convenablement à la courbe

théorique introduite plus haut (figure (3.11)). Au vu de ces données, on peut introduire une portée moyenne qui évolue en fonction de η . Cette portée moyenne vaudrait 5.8nm dans le cas de l'argon et 7.25nm pour le krypton.

Au regard des ajustements théoriques des figures donnant la hauteur relative (3.20) et la portée (3.21) en fonction de la constante quadripolaire, on peut remonter à une estimation moyenne de cette dernière dans le cas du krypton (estimée théoriquement à $\pm 20\%$). On estime cette valeur moyenne à $(-0.32 \mp 0.04)\text{u.a.}$

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé et mis en œuvre une méthode de sonde nanométrique pour les interactions atome-surface en présence d'un champ magnétique. Cette méthode a soulevé bien des questions sur la nature de l'interaction et le modèle utilisé pour la décrire. La question de la définition de la portée de l'interaction et la méthode pour y accéder se pose aussi. Le modèle utilisé pour décrire l'interaction repose sur l'approximation soudaine. Celle-ci traite l'interaction van der Waals à très courte échelle temporelle en comparaison de la précession de Larmor du spin atomique. Bien que l'on ait une bonne idée de ce qui se passe très près et très loin de la surface, l'interface entre les deux échelles de temps pose problème. De même, comme nous l'avons évoqué plus haut, la question de ce que l'on appelle « portée » de l'interaction reste ouverte. La question de l'observation d'un seul pic van der Waals-Zeeman dans le cas d'un jet d'atomes lents polarisé se pose aussi. En effet, cela laisse présumer qu'il n'y a qu'une seule voie de sortie pour des atomes polarisés $m=+2$. Une fois ces questions posées, nous avons tout de même été en mesure, grâce à la résolution de notre dispositif expérimental, de résoudre la « portée » de l'interaction avec une résolution de 2nm. Nous avons suivi son évolution en fonction de la vitesse atomique et de la constante quadrupolaire (issue de la partie non scalaire de l'opérateur de van der Waals). De même, nous avons pu étayer les valeurs de cette constante quadrupolaire pour l'argon et remonter à une valeur mieux définie de celle du krypton. Une expérience intéressante qui pourrait être envisagée consisterait à utiliser des translations piezo-électriques afin de mieux contrôler la rotation du nano-réseau. Nous ne disposons actuellement que d'une rotation manuelle dont la précision est de 1° ce qui ne permet pas d'incliner le réseau à un angle maximum avant d'atteindre l'angle d'extinction du signal atomique. Dans le cas où cette expérience serait réalisable, nous pourrions observer les transitions van der Waals-Zeeman sur fond noir tout en nous affranchissant de la soustraction des images.

Chapitre 4

Milieux d'indice négatif pour l'optique atomique

Les milieux d'indice négatifs ont été introduits par H. Lamb [39] et V.G. Veselago [40]. Les travaux de ce dernier ont eu pour sujet les matériaux dits « main gauche » ou encore « meta » pour l'optique lumineuse. Un grand nombre de travaux ont été dédiés à l'étude d'effets liés aux milieux d'indice négatif tels que la réfraction négative [41, 42], les méta-lentilles parfaites [10, 43] ainsi que l'exaltation des ondes évanescentes électromagnétiques [44]. La transposition de ce type de milieux aux ondes de matière n'est pas chose simple. Tout d'abord, on se propose de présenter le principe des matériaux d'indice négatif pour les ondes lumineuses, puis on développera l'analogie qui a été présentée par l'équipe IOA dans le cadre de ses travaux sur les milieux d'indice négatifs pour les ondes de matière. Un autre sujet d'investigation a été celui du comportement des ondes évanescentes de matière dans de tels milieux.

4.1 Matériaux d'indice négatif en optique lumineuse

L'indice négatif dans le cas des ondes lumineuses s'impose de lui même dès lors que pour un méta-matériau, la permittivité ϵ et la perméabilité μ sont toutes deux des réels négatifs. L'indice du milieu est en effet négatif pour la raison qu'en régime stationnaire, le champ électrique d'une onde plane se propageant selon l'axe des z s'écrit :

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{u}_x \quad (4.1)$$

En utilisant l'équation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\partial_t \vec{B} \quad (4.2)$$

on déduit que :

$$\vec{B} = \frac{1}{\omega} \vec{k} \wedge \vec{E} \quad (4.3)$$

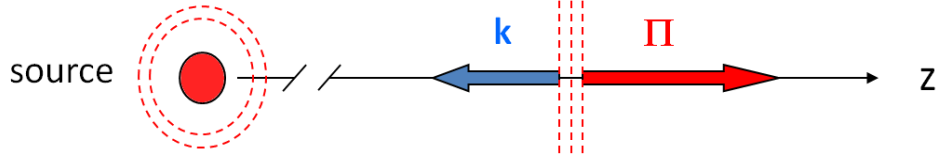


Figure 4.1 — Orientation du vecteur de Poynting et du vecteur d'onde dans le cas d'un matériau d'indice négatif en optique lumineuse

De par la définition du vecteur de Poynting $\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H} = \mu^{-1} \vec{E} \wedge \vec{B}$ on en déduit que les vecteurs d'onde \vec{k} (*i.e.* la vitesse de phase \vec{v}_φ) et le vecteur de Poynting sont opposés en direction (voir figure (4.1)).

En régime stationnaire, la source doit jouer le rôle d'émetteur. De ce fait, le flux énergétique matérialisé par le vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ doit être orienté vers l'extérieur de la source. Ceci entraîne que le vecteur d'onde, lui, sera orienté vers cette dernière. La définition de l'indice du milieu s'écrit :

$$\vec{k}_{NIM} = n \vec{k}_0 \quad (4.4)$$

avec $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ l'indice du matériau « main-gauche » (ou « NIM » pour negative index material).

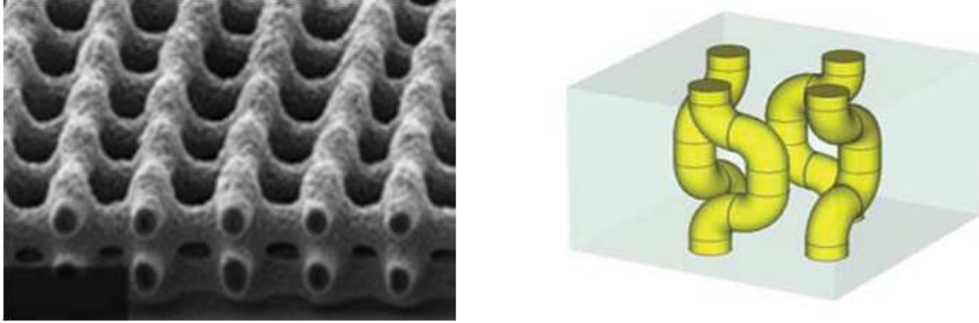


Figure 4.2 — Figure montrant quelques exemples de la structure interne d'un NIM pour l'optique lumineuse

Le matériau d'indice négatif en optique lumineuse est constitué d'une assemblée de micro- ou nano-diffuseurs dont la taille est bien inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente [45]. C'est la taille de ces nano-centres, associée à leur forme et leur disposition, qui fabrique un effet de matériau d'indice négatif. Il est bon de noter que cela implique une certaine dispersion et donc aussi une absorption.

4.2 Milieux d'indice négatif en optique atomique

La question qui se pose est celle de l'analogue des milieux d'indice négatif pour les ondes de matière. Il n'est pas possible de créer des *matériaux* d'indice négatif car il

n'y a pas de pénétration de la matière pour des atomes de vitesses faibles (de l'ordre de la dizaine de m/s) ; Cependant, il est possible de créer des *milieux* d'indice négatif. Ces milieux consistent en des potentiels optiques, électriques ou magnétiques dans le vide [46]. A noter que la phase d'une onde plane de matière est définie comme :

$$\Phi_{atomique} = kx - \frac{\hbar k^2}{2M}t \quad (4.5)$$

L'équation (4.5) nous montre que, dans le cas des ondes atomiques, le vide est dispersif mais il n'y a pas d'absorption. Cela peut être particulièrement important pour créer des lentilles sans aberration. Le vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$, qui est le vecteur densité de puissance de l'onde électromagnétique, a pour analogue atomique le vecteur flux de probabilité (*i.e.* le vecteur courant de densité de probabilité \vec{J}). Le vecteur densité de courant est directement lié au vecteur vitesse de groupe \vec{v}_g (voir [47]) par l'équation (4.6) :

$$\vec{J} = \vec{v}_g |\Psi|^2 \quad (4.6)$$

avec $\vec{J} = \frac{i\hbar}{M}(\Psi^* \vec{\nabla} \Psi - \Psi \vec{\nabla} \Psi^*)$ où M est la masse de la particule et Ψ la fonction d'onde associée à l'onde de matière.

Dans le cas des ondes atomiques, il est possible d'inverser la vitesse de groupe \vec{v}_g tandis que la vitesse de phase \vec{v}_ϕ (*i.e.* le vecteur d'onde \vec{k}) reste orientée vers l'extérieur de la source. L'inversion de la vitesse de groupe par rapport à la vitesse de phase ne peut être que transitoire car la source est un émetteur et par conséquent, en régime stationnaire, le flux de probabilité doit être orienté vers l'extérieur de cette dernière. Dans une approche semi-classique du mouvement du centre du paquet d'onde, un potentiel inhomogène spatialement et temporellement $V(x,t)$ peut être associé à un indice $n(\vec{r},t)$. Le lien entre les deux entités est présenté en Annexe (B). Afin d'obtenir l'effet d'indice négatif pour les ondes de matière, le Pr. J. Baudon a eu l'idée d'utiliser des potentiels dits comobiles. Les potentiels comobiles ont été introduits par l'équipe dans les années 1998 et utilisés dans des expériences d'optique atomique cohérente [48].

4.3 Les potentiels comobiles

Nous allons représenter ici les caractéristiques principales des potentiels comobiles et leur méthode de production. Un potentiel comobile $V(x,t)$ est un potentiel dépendant de la position et du temps. Il peut être magnétique, agissant sur des atomes possédant un moment magnétique $\vec{J} \neq 0$ (dans le cas étudié Ar métastable 3P_2). Le potentiel comobile s'écrit alors :

$$V(x,t) = m g \mu_B B(x,t) \quad (4.7)$$

où m est le nombre quantique magnétique désignant un sous-niveau Zeeman donné, g est le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, et B(x,t) le champ magnétique comobile.

Si l'on prend l'exemple simple d'un courant alternatif monofréquence, le potentiel comobile s'écrit comme une onde stationnaire :

$$\vec{B}(t, x) = \vec{B}_0 \cos(\omega(t - t_0)) \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \quad (4.8)$$

D'où

$$\vec{B}(t, x) = \frac{\vec{B}_0}{2} \left[\cos\left(\omega(t - t_0) - \frac{2\pi x}{\Lambda}\right) + \cos\left(\omega(t - t_0) + \frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \right] \quad (4.9)$$

où t_0 est un temps de référence donné.

Le potentiel comobile est la somme de deux ondes progressives l'une se propageant vers les x positifs l'autre vers les x négatifs à la vitesse $u = \nu\Lambda$ où ν est la fréquence de l'onde et Λ sa période spatiale. La période Λ étant fixée, la vitesse de propagation des ondes progressives peut être modulée en faisant varier la fréquence. On se rend donc compte qu'en faisant coïncider la vitesse de propagation de l'onde et la vitesse de groupe de l'onde atomique $v_g = u = \nu_{\text{Resonance}}\Lambda$, les atomes peuvent accumuler un fort déphasage qui aura, dans certains cas un effet transitoire d'indice négatif. Dans l'équation (4.9), seul le terme en $\cos(\omega(t - t_0) - \frac{2\pi x}{\Lambda})$ aura un effet significatif sur l'onde atomique qui se propage selon les x croissants car seule cette dernière sera en résonance. Dans le cas général d'un signal réel $S(t)$ de spectre en fréquence $H(\nu)$, le potentiel $V(x, t)$ s'écrit :

$$V(x, t) = S(t) \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \quad (4.10)$$

Le potentiel comobile étant défini dans l'équation (4.7), il en résulte que :

$$S(t) = mg\mu_B B_0 f(t) \quad (4.11)$$

B_0 étant l'amplitude maximale du champ magnétique et $f(t)$ une fonction normalisée de la variable temporelle t .

La figure (4.3) illustre une méthode de création d'un potentiel comobile de type magnétique. Cela consiste en une succession de spires de courant dans lesquels circulent des courants opposés et qui vont donc générer un champ magnétique selon l'axe (Oy) successivement vers le haut puis vers le bas, et ainsi de suite. La période de ce champ magnétique est Λ . On peut disposer ces spires sur deux plans symétriques par rapport au plan (xOz) afin de doubler l'amplitude du champ sur l'axe (Ox). Le fait qu'un tel dispositif ne crée pas strictement un champ en $\cos(2\pi x/\Lambda)$ n'est pas gênant. On peut en effet le développer en harmoniques de Fourier dont l'atome ne « verra que le fondamental », seul résonnant avec sa propre vitesse.

4.4 Evolution d'une onde de matière dans un potentiel comobile

Dans l'espace, seul la propagation selon l'axe (Ox) va être modifiée. En effet, le potentiel $V(x, t)$ comobile ne dépendant que de la variable spatiale x , le mouvement du

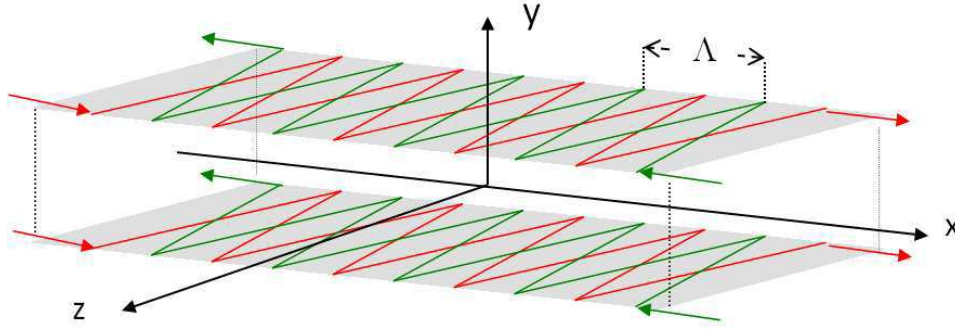


Figure 4.3 — Figure illustrant la création d'un potentiel magnétique comobile *via* une succession de spires de courant dans lesquels circulent des courants opposés.

paquet d'onde est libre selon les deux autres axes (Oy), (Oz). Ainsi, les coordonnées x, y, z sont séparables et on va s'intéresser uniquement à la dépendance $\Psi(x, t)$ de la fonction d'onde selon x .

Ecrivons l'équation de Schrödinger dépendante du temps pour le mouvement d'un atome dans le potentiel $V(x, t)$:

$$i\hbar \partial_t \Psi(x, t) = \frac{-\hbar^2}{2M} \partial_x^2 \Psi(x, t) + V(x, t) \Psi(x, t) \quad (4.12)$$

ou, en développant l'expression de $V(x, t)$:

$$i\hbar \partial_t \Psi(x, t) = \frac{-\hbar^2}{2M} \partial_x^2 \Psi(x, t) + S(t) \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \Psi(x, t) \quad (4.13)$$

Il est utile de rappeler, à ce stade du calcul, que la solution générale de l'équation (4.12) pour $V(x, t)=0$ est de la forme :

$$\Psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(k) e^{i(kx - \Omega t)} dk \quad (4.14)$$

Avec $\Omega = \frac{\hbar k^2}{2M}$ et $\rho_0(k)$ une densité sur l'axe k des moments. Elle s'écrit encore :

$$\Psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(k, t) e^{i(kx)} dk \quad (4.15)$$

On peut passer dans l'espace réciproque afin de résoudre l'équation (4.12). Pour cela, on introduit $W(k, t)$ et $\rho(k, t)$ les transformées de Fourier ($x \leftrightarrow k$) de $V(k, t)$ et $\Psi(x, t)$. La transformée de Fourier de l'équation (4.12) s'écrit donc :

$$i\hbar \partial_t \rho(k, t) = \frac{-\hbar^2 k^2}{2M} \rho(k, t) + W(k, t) \otimes \rho(k, t) \quad (4.16)$$

où \otimes est le produit de convolution.

Remarque La transformée de Fourier de la fonction $\Psi(x,t)$ introduite dans l'équation (4.15) s'écrit (en négligeant le facteur de normalisation) :

$$\rho(k,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x,t) e^{-i(kx)} dx \quad (4.17)$$

En posant $\rho(k,t) = \Gamma(k,t) e^{-i\Omega t}$, l'équation (4.16) donne :

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t \rho(k,t) &= \hbar\Omega e^{-i\Omega t} \Gamma(k,t) + i\hbar e^{-i\Omega t} \partial_t \Gamma(k,t) \\ &= \hbar\Omega e^{-i\Omega t} \Gamma(k,t) + W(k,t) \otimes e^{-i\Omega t} \Gamma(k,t) \end{aligned} \quad (4.18)$$

D'où après simplification :

$$i\hbar \partial_t \Gamma(k,t) = e^{i\Omega t} W(k,t) \otimes e^{-i\Omega t} \Gamma(k,t) \quad (4.19)$$

Or, on peut écrire $W(k,t)$ comme suit :

$$W(k,t) = S(t) \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) e^{-i(kx)} dx = \frac{S(t)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [e^{i(\frac{2\pi x}{\Lambda})} + e^{-i(\frac{2\pi x}{\Lambda})}] e^{-i(kx)} dx \quad (4.20)$$

En reprenant les propriétés de la transformée de Fourier d'une fonction exponentielle, et en posant $\kappa = 2\pi/\Lambda$, $\int_{-\infty}^{+\infty} [e^{i((k-\kappa)x)}] dx = \delta(k - \kappa)$ on obtient finalement :

$$W(k,t) = \frac{S(t)}{2} [\delta(k - \kappa) - \delta(k + \kappa)] \quad (4.21)$$

L'équation (4.19) donne (avec $\Omega = \frac{\hbar k^2}{2M}$) :

$$i\hbar \partial_t \Gamma(k,t) = e^{i\Omega t} \frac{S(t)}{2} \left[e^{-i\frac{\hbar}{2M}(k-\kappa)^2 t} \Gamma(k - \kappa, t) + e^{-i\frac{\hbar}{2M}(k+\kappa)^2 t} \Gamma(k + \kappa, t) \right] \quad (4.22)$$

Soit :

$$i\hbar \partial_t \Gamma(k,t) = \frac{S(t)}{2} e^{-i\frac{\hbar k^2}{2M} t} \left(e^{+i\frac{\hbar k \kappa}{M} t} \Gamma(k - \kappa, t) + e^{-i\frac{\hbar k \kappa}{M} t} \Gamma(k + \kappa, t) \right) \quad (4.23)$$

La vitesse des atomes lents d'argon étant de quelques m/s à quelques dizaines de m/s, on en déduit la longueur d'onde de Broglie ($\lambda_{dB} = 0.20\text{nm}$ pour des atomes à 50m/s). Ainsi, la période du potentiel $\Lambda = 5\text{mm}$ est bien plus grande que la longueur d'onde de Broglie λ_{dB} des atomes. Ce qui entraîne que $\kappa \ll k$ quelque soit le nombre d'onde k pris dans le spectre atomique. L'équation (4.23) donne alors :

$$i\hbar \partial_t \Gamma(k,t) \approx S(t) \Gamma(k,t) \cos\left(\frac{\hbar k \kappa}{M} t\right) = S(t) \Gamma(k,t) \cos\left(\frac{2\pi \hbar k}{M\Lambda} t\right) \quad (4.24)$$

En supposant que le signal $S(t)$ commence à $t=0$, on peut donc écrire $\Gamma(k,t)$ comme suit :

$$\Gamma(k,t) = \Gamma(k,0) e^{i\Delta\Phi(k,t)} \quad (4.25)$$

où $\Delta\Phi(k,t)$ est le déphasage induit à l'instant t par le potentiel comobile $V(x,t)$. De l'équation (4.24), on tire immédiatement l'expression de $\Delta\Phi(k,t)$:

$$\Delta\Phi(k,t) = \frac{-1}{\hbar} \int_0^t dt' S(t') \cos\left(\frac{2\pi\hbar k t'}{M\Lambda}\right) \quad (4.26)$$

Le signal $S(t)$ étant réel, on peut l'écrire comme la somme d'une partie paire et d'une partie impaire :

$$S(t) = \frac{S(t) + S(-t)}{2} + \frac{S(t) - S(-t)}{2} = S_P(t) + S_I(t) \quad (4.27)$$

On en déduit, concernant le spectre en fréquence $H(\nu)$, que :

$$H(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_P(t) \cos(2\pi\nu t) dt - i \int_{-\infty}^{+\infty} S_I(t) \sin(2\pi\nu t) dt = H^*(-\nu) \quad (4.28)$$

En se basant sur l'équation (4.27) :

$$\begin{aligned} \Re[H(\nu)] &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_P(t) \cos(2\pi\nu t) dt \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{S(t)}{2} \cos(2\pi\nu t) dt + \int_{-\infty}^0 \frac{S(-t)}{2} \cos(2\pi\nu t) dt \end{aligned} \quad (4.29)$$

d'où, en inversant les bornes de la seconde intégrale :

$$\Re[H(\nu)] = \int_0^{+\infty} S(t) \cos(2\pi\nu t) dt \quad (4.30)$$

La limite asymptotique du déphasage $\Delta\Phi(k,t)$ pour $t \rightarrow +\infty$ est donc donnée par l'équation (4.26) :

$$\Delta\Phi_{t \rightarrow \infty}(k) = \frac{-1}{\hbar} \Re \left[H \left(\frac{\hbar k}{M\Lambda} \right) \right] \quad (4.31)$$

La phase atomique dans le potentiel comobile s'écrit :

$$\Phi(k,t) = kx - \frac{\hbar k^2}{2M}t + \Delta\Phi(t,k) \quad (4.32)$$

Il est important de signaler que pour des signaux pulsés (*i.e.* $S(t) = 0$ pour $t > \tau_1$) l'intégrale de l'équation (4.26) converge et le problème se résout analytiquement.

Dérivons à présent l'équation (4.32) par rapport à k :

$$\partial_k \Phi(k,t) = x - \frac{\hbar k}{M}t + \partial_k \Delta\Phi(t,k) \quad (4.33)$$

L'approximation de la phase stationnaire est basée sur le fait que la fonction $\rho(k,t)e^{i\Phi(x,k,t)}$ est très étroite et oscille très vite en fonction de k . De ce fait, sa seule

contribution significative à l'intégrale $\int_{-\infty}^{+\infty} dk \rho(k,t) e^{i\Phi(x,k,t)}$ est donnée pour des valeurs de k_i telles que la dérivée de la phase $\Phi(x,k,t)$ en ces points soit nulle, *i.e.* $\partial_k \Phi(x,k,t)|_{k_i} = 0$. En choisissant la distribution $\rho(k)$ suffisamment étroite en k , on peut faire en sorte de ne trouver qu'un seul point de phase stationnaire dans cette distribution (*i.e.* le point $(k_0)_x$). L'équation (4.33) nous mène naturellement à l'expression de la trajectoire du paquet d'onde dans la zone du potentiel comobile sous la forme :

$$x(t) = \frac{\hbar(k_0)_x}{M} t + \delta x(t) \quad (4.34)$$

avec $\delta x(t) = -\partial_k \Delta \Phi(k,t)|_{k_0} = \frac{1}{\hbar} \int_0^t \partial_k S(t') \cos\left(\frac{2\pi \hbar k t'}{M\Lambda}\right) dt'$ et $(k_0)_x = \frac{Mv_0}{\hbar} \theta_{in}$. θ_{in} étant l'angle, supposé petit, que fait \vec{k}_0 avec l'axe des z . D'où l'on tire :

$$\delta x(t) = \frac{-2\pi}{M\Lambda} \int_0^t t' S(t') \sin\left(\frac{2\pi \hbar(k_0)_x t'}{M\Lambda}\right) dt' \quad (4.35)$$

La vitesse de groupe du paquet d'onde dans la zone d'action du potentiel $V(x,t)$ s'écrit donc :

$$\frac{dx(t)}{dt} = (v_0)_x = \frac{\hbar(k_0)_x}{M} - \partial_t \partial_k \Delta \Phi(k,t)|_{(k_0)_x} \quad (4.36)$$

Enfin, et pour finir sur les propriétés d'action d'un potentiel comobile sur un paquet d'onde, on donnera l'expression limite du décalage par rapport à la trajectoire non déviée. Cette propriété est valable dans le cas d'un signal fini dont la durée est bien supérieure à sa constante de temps ($\tau_1 > \tau$). Dans le cas contraire, cette expression ne respecterait pas la continuité de la vitesse. L'expression du décalage prend une valeur finie qui peut être considérée comme une propriété générique des potentiels comobiles démontrée par Mathevet *et al* [49]. En nous basant sur l'équation (4.26), on peut écrire le décalage δx^∞ comme suit :

$$\delta x^\infty = -gm\mu_B B_0 v_0 \theta_{in} \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 \frac{1}{M} \int_0^{\tau_1} t^2 e^{-t/\tau} dt \quad (4.37)$$

Dans la section suivante, nous allons illustrer par des calculs numériques que, sous certaines conditions sur le signal $S(t)$, il est possible d'avoir une inversion de la vitesse de groupe et un effet de réfraction négative dans le milieu défini par le potentiel comobile $V(x,t)$.

4.5 Résultats numériques

4.5.1 Effet de réfraction négative

Nous avons vu dans la section précédente qu'en fonction du sous niveau Zeeman choisi ainsi que l'allure du signal $S(t)$, il est possible d'avoir un effet de réfraction négative. Les deux axes (Oy) et (Oz) ne subissant pas d'effets, le temps peut donc

être substitué à une des coordonnées y ou z selon lesquelles la propagation du paquet d'onde est libre. Prenons la variable z telle que : $z = (v_g)_z t$. Par conséquent, le temps t_0 de début de l'impulsion comobile correspond à une position de début de l'impulsion $z_0 = (v_g)_z t_0$ choisie comme origine. Plus la montée du signal $S(t)$ sera abrupte mieux l'interface d'entrée sera définie. De même pour l'interface de sortie en $z_1 = (v_g)_z \tau_1$. Au lieu de tracer un diagramme (x, t) , il sera donc possible de mettre en évidence l'effet spatial de refraction négative en traçant un diagramme (x, z) . La figure (4.4) montre l'allure du signal choisi pour obtenir un effet de réfraction négative, $S(t)$ étant une fonction exponentielle :

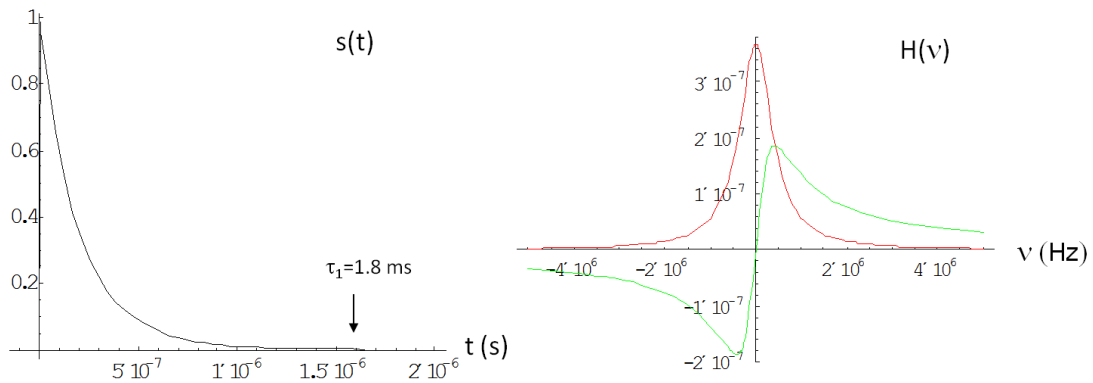


Figure 4.4 — Allure du signal $S(t)$ ainsi que son spectre en fréquence $H(\nu)$ (Partie réelle \Re et imaginaire \Im)

$$S(t) = \begin{cases} mg\mu_B B \left[\frac{\epsilon}{(t+\epsilon)} \right]^2 e^{-(t/\tau)} & \text{si } t \in [0, \tau_1] \\ 0 & \text{si } t \in [\tau_1, +\infty[\end{cases} \quad (4.38)$$

où $\tau = 0.37 \text{ ms}$ est la constante de temps du signal, $\tau_1 = 1.8 \text{ ms}$ est la durée du signal S . Concernant l'onde atomique, on étudie l'effet pour des atomes d'Argon métastables $\text{Ar}^* ({}^3P_2)$ dans le sous-niveau Zeeman $m = +2$ et une vitesse $v_0 = 20 \text{ m/s}$ qui sont les atomes obtenus expérimentalement en sortie du ralentisseur Zeeman développé plus haut (voir chap. (2)).

La figure (4.5) représente des rayons issus d'une source ponctuelle S située à une distance $D = -2 \text{ cm}$ de l'entrée dans le potentiel comobile. Les rayons ont des divergences par rapport à l'axe successivement de $\theta_1 = 20 \text{ mrad} = 1.145^\circ$, $\theta_2 = 40 \text{ mrad}$, $\theta_3 = 60 \text{ mrad}$, $\theta_4 = 80 \text{ mrad}$, $\theta_5 = 100 \text{ mrad}$, $\theta_6 = 120 \text{ mrad} = 6.870^\circ$.

Il est intéressant de noter plusieurs choses sur la figure (4.5). Tout d'abord, l'amplitude et la portée du phénomène de refraction négative qui dans le cas présent atteint quelques millimètres d'amplitude et plus de deux centimètres en ce qui concerne sa portée, ce qui en fait un phénomène observable expérimentalement dans une expérience de physique atomique sans déployer de moyens expérimentaux considérables. Une seconde observation concerne la portée de la refraction négative dans le milieu d'indice négatif. En effet, on observe que cette dernière diminue quand l'angle d'incidence croît. Ceci est, une fois de plus, relié à la définition de l'indice négatif et à son domaine de validité.

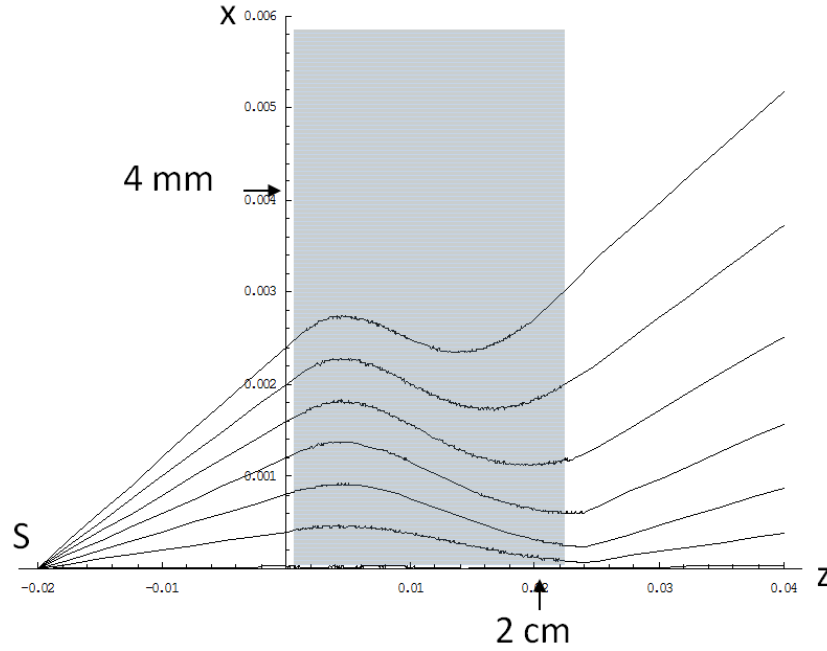


Figure 4.5 — Exemple de réfraction négative dans le cas d'atomes d' $\text{Ar}^*(^3P_2)$ de nombre quantique magnétique $m = 2$ et de vitesse $v_0 = 20 \text{ m/s}$ pour diverses valeurs de l'angle d'incidence θ_{in} allant de 20 à 120 mrad.

On verra dans l'annexe (B) que l'indice est lié à l'angle d'incidence des rayons et il est par conséquent normal d'observer l'atténuation de l'effet pour des angles supérieurs à 80 mrad. Enfin, remarquons que le rayon de sortie est parallèle au rayon d'entrée. Ainsi le potentiel comobile agit comme une lame à faces parallèles. Ceci s'explique assez facilement avec l'équation (4.34). En effet, la trajectoire se trouve changée tant que $\delta x(t) \neq 0$ (*i.e.* $S(t) \neq 0$) mais dès que l'impulsion est terminée (pour $\tau_1 > \tau$), la composante $(v_g)_x$ selon l'axe (Ox) de la vitesse de groupe reprend sa valeur initiale, et donc le rayon de sortie est parallèle au rayon d'entrée. En fait, cette conclusion est à revoir lorsque $\tau_1 < \tau$.

4.5.2 Méta-lentilles atomiques et refocalisation micrométrique

En appliquant une impulsion comobile selon l'axe (Ox), nous observons un effet de focalisation selon l'axe (Ox). Selon les axes (Oy) et (Oz), la propagation se fait librement. On a donc un effet de méta-lentille cylindrique. Si l'on ajoute un second potentiel comobile selon l'axe (Oy), $S(t)[\cos(2\pi x/\Lambda) + \cos(2\pi y/\Lambda)]$ et que l'on prend l'axe (Oz) comme axe de propagation libre, on obtient une méta-lentille sphérique. (figure (4.6))

Comme nous l'avons dit plus haut, le milieu d'indice négatif est évidemment dispersif, mais il n'y a, contrairement aux NIMs en optique lumineuse, pas d'absorption d'où la possibilité d'avoir en principe des lentilles parfaites sans aberration et sans perte d'atomes (contrairement à la perte d'énergie en optique lumineuse).

Une autre application possible des milieux d'indice négatif est la refocalisation d'un

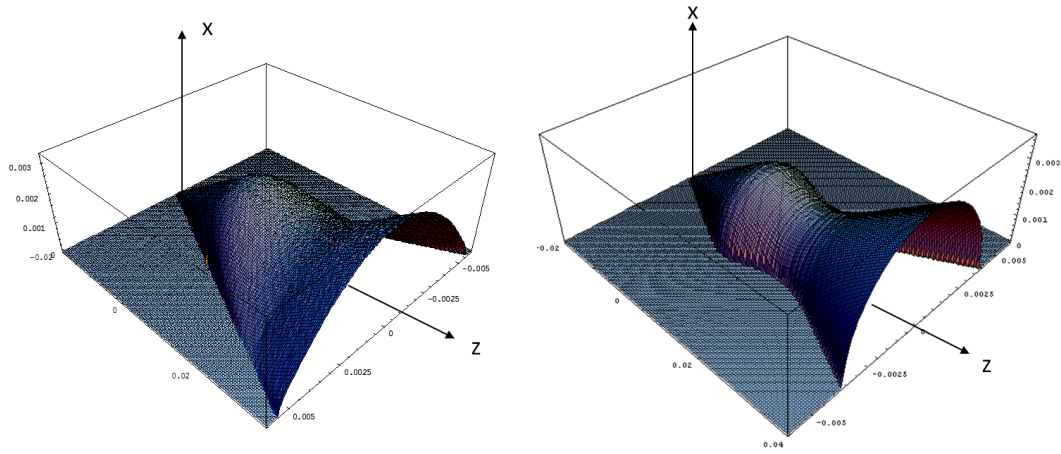


Figure 4.6 — Figure illustrant les deux effets de méta-lentille cylindrique et sphérique. Dans le premier cas, on applique une seule impulsion comobile selon l'axe (Ox). Dans le second, on applique un second potentiel (selon (Oy) synchronisé sur le premier).

faisceau atomique. La figure (4.7) illustre une possibilité de refocaliser un jet atomique par une succession de 3 potentiels comobiles. La durée et l'amplitude des impulsions a été choisie empiriquement pour avoir le meilleur effet possible.

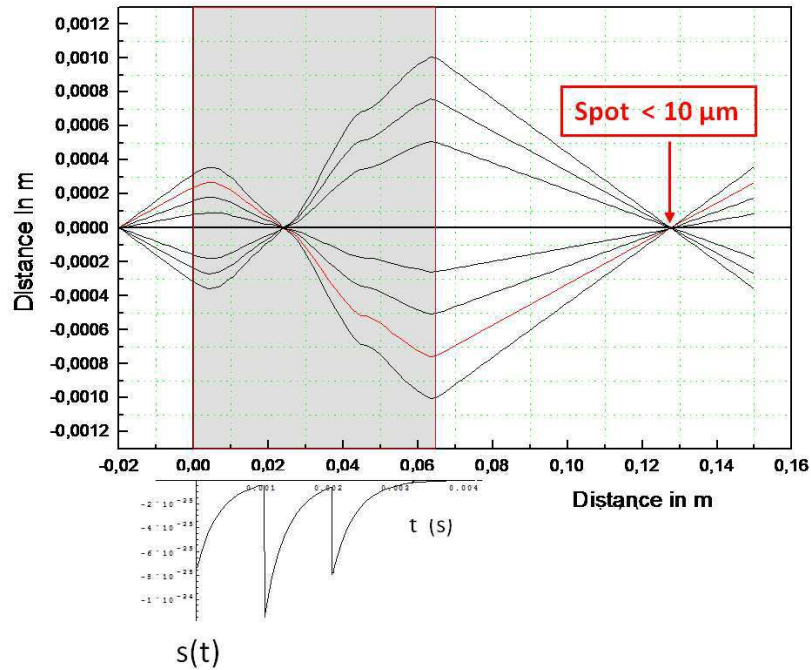


Figure 4.7 — Exemple de refocalisation d'un faisceau atomique à mieux que la dizaine de micro-mètres et les signaux $S(t)$ utilisés.

4.5.3 Compression de la largeur du paquet d'onde et rebroussement dans le temps

Rappelons que l'effet du potentiel comobile défini dans l'équation (4.10) dépend du signe du nombre quantique magnétique m et du signe de la fonction $S(t)$ (équation 4.38). Pour le signal $S(t)$ défini dans la section (4.5.1), on obtient un effet de réfraction négative. En inversant ce signal, on obtiendra une réfraction ordinaire (dénommée plus loin positive). Il en va de même, si l'on inverse le nombre quantique magnétique.

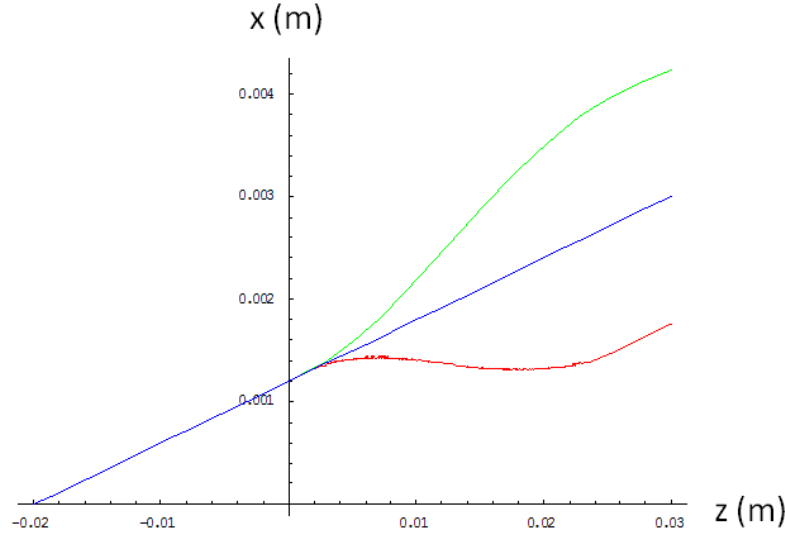


Figure 4.8 — Illustration des deux types de réfraction possibles dans un potentiel comobile comparées à la trajectoire libre (trajectoire sans effet).

La figure (4.8) illustre cette variation d'effet pour un signal produisant un effet de réfraction négative (courbe rouge du bas), la réfraction positive (courbe verte du haut) par rapport à la propagation libre (centrale en bleu). Cet effet suggère l'utilisation d'un potentiel comobile pour créer une séparatrice atomique (beam splitter) au demeurant très efficace. Ceci détermine les trajectoires du centre du paquet d'onde.

On peut par ailleurs se poser la question de l'évolution *de la largeur spatiale* (en x) du paquet d'onde sous l'action du potentiel comobile $V(x,t)$. En reprenant l'expression de la phase atomique dans le potentiel comobile (équation (4.32)) pour un vecteur d'onde proche de $(k_0)_x$, la dérivée première de $\Phi(x,k,t)$ (que nous noterons $\xi(k - (k_0)_x)$) est non nulle dès lors que l'on s'écarte du centre du paquet d'onde. Développons donc la phase atomique autour du vecteur d'onde central k_0 :

$$\Phi(x,k,t) = \Phi(x_0, (k_0)_x, t) + \xi(k - (k_0)_x) + \frac{1}{2} (k - (k_0)_x)^2 \partial_k^2 \Phi(x,k,t)|_{(k_0)_x} \quad (4.39)$$

où $\Phi(x_0, (k_0)_x, t) = (k_0)_x x_0 - \frac{\hbar(k_0)_x^2}{2M} t + \Delta\Phi((k_0)_x, t)$

et $\Phi'' = \partial_k^2 \Phi(x, k, t)]_{(k_0)_x} = -\frac{\hbar}{M} t + \partial_k^2 \Delta \Phi]_{(k_0)_x}$.

En reportant une densité en moments $\rho(k)$ gaussienne dans la définition de la fonction d'onde $\Psi(x, t)$ (équation 4.15), la fonction d'onde du paquet d'onde s'écrit :

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{(2\pi\delta k^2)^{1/4}} \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{-\frac{(k-(k_0)_x)^2}{2\delta k^2}} e^{i\Phi(x, k, t)} \quad (4.40)$$

d'où, en posant $u = k - k_0$ et $\Phi_0 = \Phi(x_0, k_0, t)$:

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{(2\pi\delta k^2)^{1/4}} e^{i\Phi_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{-\frac{u^2}{4\delta k^2}} e^{i(\xi u + \Phi'' \frac{u^2}{2})} \quad (4.41)$$

Afin de pouvoir calculer le module au carré de la fonction d'onde, le mieux est de se placer en $\xi = 0$:

$$|\Psi(x, t)|^2 = (2\pi)^{\frac{1}{2}} \delta k^{-1} \left[\delta k^{-4} + \left(-\frac{\hbar}{M} t + \partial_k^2 \Phi(x, k, t)]_{(k_0)_x} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (4.42)$$

La constante de normalisation de la fonction d'onde dans le cas du paquet d'onde gaussien défini plus haut s'écrit donc :

$$|\Psi(x_0, t)|^{-2} = \sigma(t) = (2\pi)^{-\frac{1}{2}} \delta k \left[\delta k^{-4} + \left(-\frac{\hbar}{M} t + \partial_k^2 \Phi(x, k, t)]_{(k_0)_x} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.43)$$

où $\sigma(t)$ est la largeur spatiale du paquet d'onde et :

$$\partial_k^2 \Phi(x, k, t)]_{(k_0)_x} = \int_0^t \left(\frac{2\pi\hbar}{M\Lambda} \right)^2 \frac{1}{\hbar} dt' t'^2 S(t') \cos \left(\frac{2\pi\hbar k_0 t'}{M\Lambda} \right) \quad (4.44)$$

Il convient de noter qu'en l'absence du potentiel $V(x, t)$, la largeur du paquet d'onde est aussi de la forme donnée par l'équation (4.43), avec $\partial_k^2 \Phi(x, k, t)]_{(k_0)_x} = 0$. La largeur en l'absence de potentiel comobile s'écrit donc :

$$\sigma_{libre}(t) = (2\pi)^{-\frac{1}{2}} \delta k \left[\delta k^{-4} + \left(\frac{\hbar}{M} t \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.45)$$

Ici, le paquet d'onde libre est choisi minimal à $t = 0$. L'évolution de la largeur du paquet d'onde $\sigma(t)$ en présence du potentiel comobile va dépendre du signe de la dérivée seconde $\partial_k^2 \Phi(x, k, t)]_{(k_0)_x}^2$. En effet si elle est positive, ce qui est le cas pour le potentiel $V(x, t)$ choisi plus haut, alors la largeur du paquet va diminuer jusqu'à revenir à sa largeur minimale. La figure (4.9) nous montre l'évolution de la largeur du paquet d'onde rapportée à la largeur minimale ($\sigma(t) - \sigma_{libre}(t = 0)$) durant le potentiel comobile (courbe du bas en rouge), sans potentiel comobile (courbe du milieu (bleue)) et avec une impulsion comobile inversée. Ces simulations numériques ont été réalisées

(pour des atomes d'argon métastable $J=2$, $m=2$) avec une forme de signal identique à celle introduite plus haut, avec $\epsilon = 7.4$ ms, $\tau = 0.37$ ms, $\tau_1 = 1.2$ ms, $B_{max} = 490$ G, $\Lambda = 5$ mm, une vitesse $v_0 = 20$ m/s et $\theta_{in} = 40$ mrad. On voit un rétrécissement de la largeur du paquet d'onde pendant la durée de l'impulsion comobile. Une fois l'impulsion terminée, le paquet d'onde reprend son évolution naturelle.

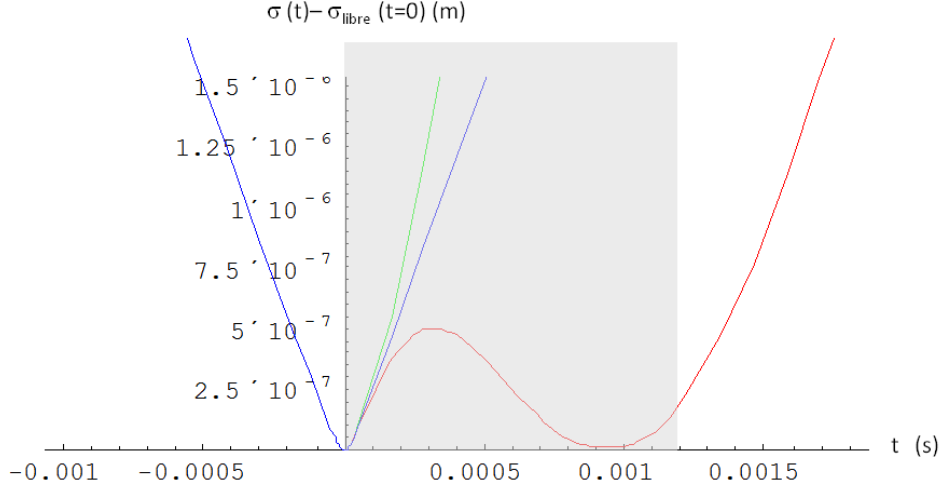


Figure 4.9 — Largeur du paquet d'onde dans le potentiel comobile, sans et dans le potentiel inversé. Le potentiel comobile est représenté par la zone grisée. Sa durée est $\tau_1 = 1.2$ ms

On peut interpréter ce phénomène de rétrécissement du paquet d'onde en le considérant d'un autre point de vue, bien plus intéressant [50]. En effet, si l'on reconsidère l'équation (4.44) et que l'on reprend les conditions développées en annexe(B) qui réduisent l'argument du cosinus dans l'intégrale (*i.e.* $\frac{2\pi\hbar k_{0x}}{M_{Ar*}\Lambda} = 0.2 < 1$), on peut simplifier l'expression du déphasage induit par le potentiel comobile comme suit :

$$\Delta\Phi((k_0)_x, t) = -\frac{1}{\hbar} \int_0^t dt' S(t') + \frac{2\pi^2\hbar}{M_{Ar*}\Lambda} k^2 \int_0^t dt' t'^2 S(t') \quad (4.46)$$

On obtient l'expression de $\sigma(t)$ en fonction d'un temps effectif qui est lui même fonction du temps :

$$\sigma(t) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \delta k \left[\delta k^{-4} + \left(\frac{-\hbar t_{eff}}{M_{Ar*}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.47)$$

avec le temps effectif t_{eff} défini par :

$$t_{eff} = t - \frac{4\pi^2}{M_{Ar*}\Lambda^2} \int_0^t dt' t'^2 S(t') = t + \frac{\delta x(t)}{v_0 \theta_{in}} \quad (4.48)$$

La figure (4.10) montre l'effet clair de rebroussement dans le temps par rapport au temps réel . C'est ce rebroussement dans le temps qui permet d'expliquer la réduction

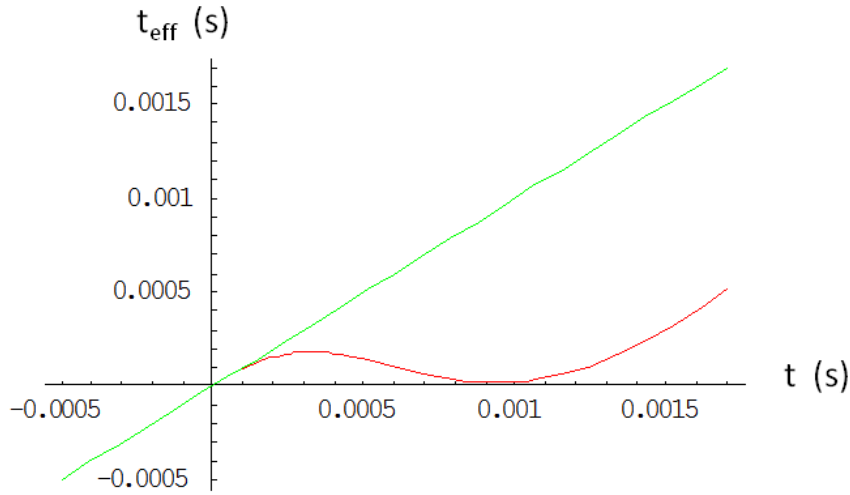


Figure 4.10 — Tracé du temps effectif en fonction du temps linéaire (réel). La ligne droite (en vert) représente le temps effectif sans potentiel comobile. Avec un effet de réfraction négative (en rouge) on a un effet de rebroussement dans le temps de ce temps effectif.

de la largeur du paquet d'onde. En effet, nous pouvons voir les choses ainsi : le paquet d'onde continue sa propagation libre dans le temps effectif qui lui « s'inverse ». On pourrait proposer cet effet comme analogue à celui du raccourcissement des impulsions lumineuses dans des fibres dispersives [51] ou à microstructures [52].

Un tel phénomène serait intéressant à observer dans le cas des ondes de matière. La figure (4.11) illustre le schéma de principe d'une expérience visant à observer le phénomène de réfraction négative et de rétrécissement. Une configuration de jet d'atomes lents pulsé par l'intermédiaire d'un disque à fente traverse la zone du potentiel comobile $V(x,t)$. L'angle d'incidence considéré est $\theta_{in} = 60\text{mrad}$, la vitesse centrale est de 20m/s . L'observation de l'effet s'effectue sur le détecteur temps-position. Si le potentiel $V(x,t) = 0$, la trajectoire libre est une ligne droite. Soit x_0, t_0 la position et le temps d'arrivée du paquet d'atomes sur le détecteur DLD 80. Si $V(x,t) \neq 0$, la réfraction négative donnera un spot atomique à une position sur le détecteur x_1 plus basse qu'en l'absence de potentiel comobile (*i.e.* $x_1 < x_0$). Ceci sera accompagné d'un effet de rétrécissement du paquet d'onde qui comprimera le spot sur le détecteur (voir figure 4.12). On voit que le décalage en position sur le détecteur est d'environ 4.7mm pour une distance zone d'indice négatif-DLD 80 $D = 22\text{cm}$. L'effet de rebroussement dans le temps, lui, aura pour effet d'observer un temps d'arrivée $t_1 > t_0$.

Cependant, dans le cas d'un jet d'atomes, la vitesse de groupe v_g des paquets d'ondes, leurs angles d'incidence θ_{in} ainsi que leur temps t_0 de largeur minimale ($\sigma_{libre}(t_0)$) sont distribués de façon statistique avec une certaine dispersion. Il est impensable d'imaginer un jet d'atomes dans lequel tous les paquets d'ondes sont minimaux en même temps, sans ouverture angulaire et de même vitesse. Il est donc nécessaire d'introduire une dispersion sur ces trois paramètres et de jauger leurs effets sur l'observabilité de la réfraction négative et du rétrécissement du paquet d'onde. Cependant, les dispersions

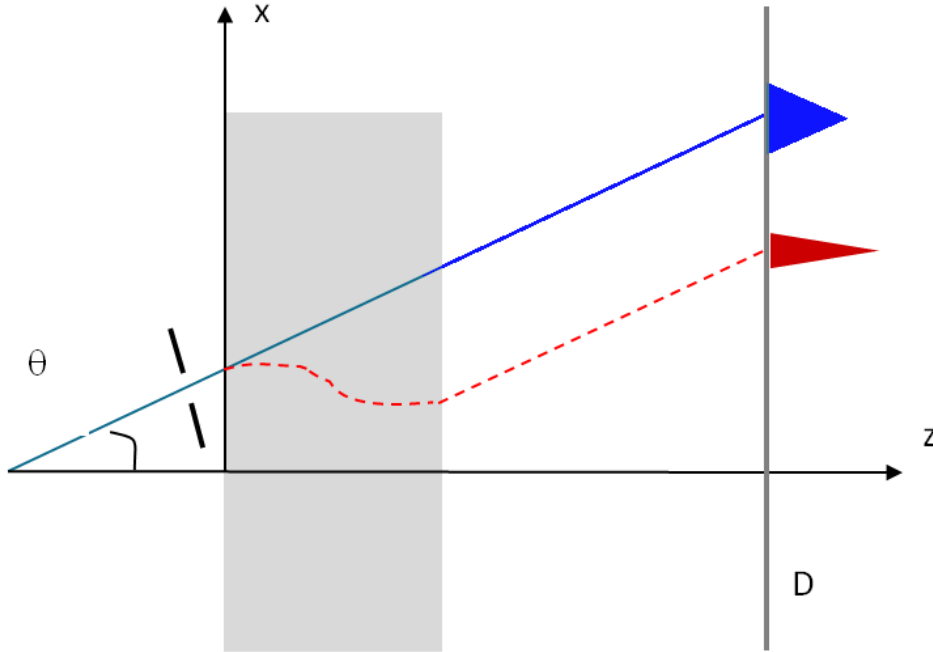


Figure 4.11 — Schéma expérimental d'observation de l'effet de réfraction négative et de réduction de la largeur du paquet d'onde. Les potentiels comobiles sont selon l'axe (Ox), leur durée totale est représentée par une épaisseur de lame selon l'axe (Oz). La position D représente la position du détecteur DLD 80. La ligne bleue (en haut) représente la trajectoire non perturbée (*i.e.* sans impulsion comobile), en rouge (en bas) représente la trajectoire avec une succession de 10 impulsions comobiles.

ayant des effets indépendants et équivalents sur l'élargissement, on est en droit de les séparer. La dispersion totale est alors $\sqrt{\delta t_0^2 + \delta v_0^2 + \delta \theta_{in}^2}$ où $\delta G^2 = \langle G^2 \rangle - \langle G \rangle^2$ avec $G = t_0, v_0, \theta_{in}$.

	Largeur (FWHM) de la dispersion sans potentiel (μm)	Largeur (FWHM) de la dispersion avec potentiel (μm)
t_0 sans dispersion	419 (3.3%)	270 (3.37%)
t_0 avec dispersion	504 (4.2%)	350 (4.37%)
v_0 sans dispersion	420 (3.3%)	270 (3.37%)
v_0 avec dispersion	510 (4.25%)	370 (4.62%)
θ_{in} sans dispersion	419 (3.3%)	270 (3.37%)
θ_{in} avec dispersion	505 (4.21%)	330 (4.10%)

Tableau 4.1 — Tableau résumant les différentes dispersions et leur effet sur l'observabilité de l'effet du rétrécissement de la largeur du paquet d'onde et de la réfraction négative.

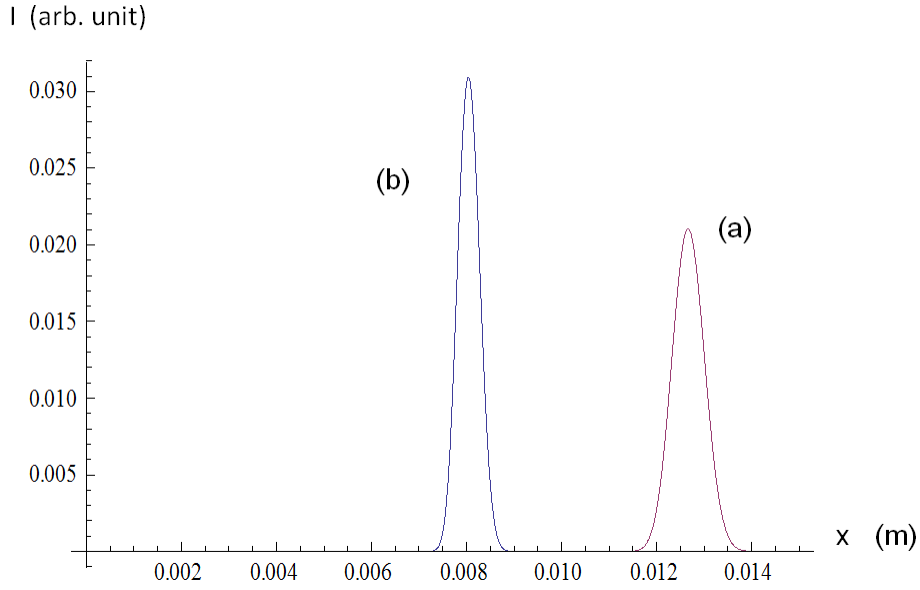


Figure 4.12 — Profil transverse (le long de l'axe x) sur le détecteur à position placée à 22cm de la zone d'action du potentiel comobile. (a) Profil en position sans potentiel comobile; (b) Profil en position après application de 10 impulsions successives.

Le tableau (4.1) résume les différents effets de dispersion sur la largeur de la tache finale au niveau du détecteur. Les pourcentages renvoient à la proportion de l'élargissement par rapport aux positions des pics (0.0127 m et 0.008 m). On calcule une largeur de spot sans potentiel comobile de $419\mu m$ et avec potentiel de $270\mu m$ (voir figure (4.12-a et -b) soit un ratio largement observable de 1.55.

4.6 Evolution d'une onde évanescente de matière dans un potentiel comobile

Le comportement d'une onde évanescente ou semi-évanescente de matière dans un milieu d'indice négatif est le propos de cette section. Nous allons montrer l'apparition de rebonds de ces ondes sur la barrière de potentiel. Pour cela, on se propose de poser l'existence d'une barrière de potentiel statique selon l'axe (Ox) $V_0(x) = V_0 f(x)$, avec $f(x)$ une fonction de Heavyside, et de hauteur en moments $a = \frac{\sqrt{2mV_0}}{\hbar}$. Nous montrons en Annexe (B) que l'indice d'un tel milieu est statique et défini par :

$$n_0 = \sqrt{1 - \frac{V_0}{E_0}} \quad (4.49)$$

Cette barrière de potentiel est matérialisée par un électroaimant qui va créer un champ magnétique statique B_0 (voir figure 4.13). Le caractère abrupt du bord de la barrière est à l'évidence idéalisé mais cela ne change rien à ce qui suit même si ce bord est moins abrupt. Le potentiel comobile agit, lui aussi selon l'axe (Ox) de la même manière que celle qui a été développée dans la section (4.4). Le problème des milieux d'indice négatif

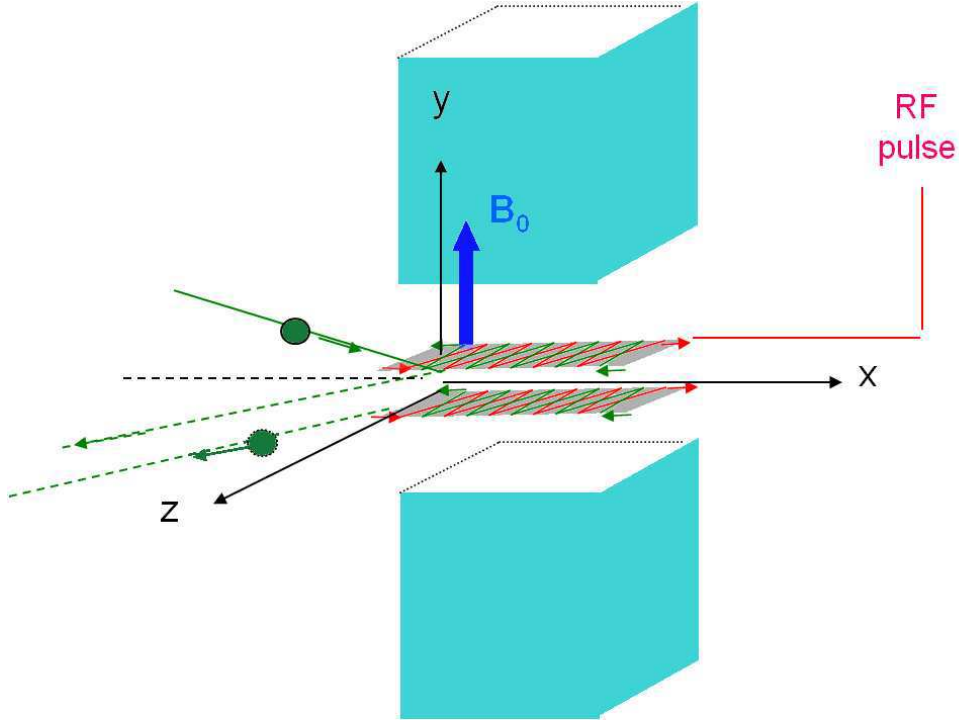


Figure 4.13 — Schéma de principe pour l'étude de l'effet d'un potentiel comobile sur une onde évanescente de matière.

se traite dans le cas d'une incidence en biais. Cependant, l'action du potentiel comobile est selon x . On peut donc séparer les variables de la fonction d'onde et ne se préoccuper que de la dépendance en x , $\Psi(x,t)$. On cherche parmi toutes les solutions au problème celles d'énergie donnée $E = \hbar k^2/2M$. Ceci revient à introduire une base d'ondes planes $\phi_{i0}(k,x,t)$, $\phi_{r0}(k,x,t)$, $\phi_{tr0}(k,x,t)$. Dans le cas d'une barrière de potentiel, on se donne trois fonctions d'onde : $\Psi_{i0}(x,t)$ et $\Psi_{r0}(x,t)$ qui sont les fonctions d'onde incidente et réfléchie (définies pour $x < 0$), et $\Psi_{tr0}(x,t)$ la fonction d'onde transmise (définie pour $x > 0$) en l'absence de potentiel comobile. On écrit ces fonctions dans la base des ondes planes comme suit :

$$\begin{cases} \Psi_{i0}(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk \rho(k) \phi_{i0}(k,x,t) \\ \Psi_{r0}(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk \rho(k) R(k) \phi_{r0}(k,x,t) \\ \Psi_{tr0}(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk \rho(k) T(k) \phi_{tr0}(k,x,t) \end{cases} \quad (4.50)$$

où $\rho(k) = (\delta k \sqrt{2\pi})^{-1} \text{Exp}(-(k - (k_0)_x)^2/2\delta k^2)$ Les fonctions $\phi_{i0}(k,x,t)$, $\phi_{r0}(k,x,t)$ et $\phi_{tr0}(k,x,t)$ sont les composantes spectrales de la fonction d'onde. Elle s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{i0}(k, x, t) = e^{ikx} e^{-i\hbar k^2 t/2M} \\ \phi_{r0}(k, x, t) = e^{-ikx} e^{-i\hbar k^2 t/2M} \\ \phi_{tr0}(k, x, t) = e^{-\kappa x} e^{-i\hbar k^2 t/2M} \end{array} \right. \quad (4.51)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission sans potentiel comobile sont connus. Dans le cas où l'énergie de l'onde incidente est inférieure à l'énergie de la barrière $k < a$, la continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée permet d'écrire :

$$R(k) = \frac{k - i\kappa}{k + i\kappa}; T(k) = \frac{2k}{k + i\kappa} \quad (4.52)$$

avec $\kappa = \sqrt{a^2 - k^2}$. De même si $k > a$:

$$R(k) = \frac{k - \sqrt{k^2 - a^2}}{k + \sqrt{k^2 - a^2}}; T(k) = \frac{2k}{k + \sqrt{k^2 - a^2}} \quad (4.53)$$

Le potentiel comobile $V(x, t)$ a la même forme que précédemment, mais le signal $S(t)$ doit être optimisé pour ce calcul ; on donne :

$$S(t) = \begin{cases} gm\mu_B B_0 e^{20t/\tau} & \text{pour } t \in]-\infty, 0] \\ gm\mu_B B_0 \left[\frac{\epsilon}{\epsilon+t}\right]^2 e^{-t/\tau} & \text{pour } t \in]0, \tau_1] \\ 0 & \text{pour } t \in]\tau_1, +\infty[\end{cases} \quad (4.54)$$

Le potentiel comobile débute donc en $t=0$. Cette référence des temps correspond au moment d'arrivée de $\Psi_{i0}(x, t)$ sur la barrière. Le plan $x=0$ est donc l'interface.

Ecrivons l'équation de Schrödinger dépendante du temps dans le demi-espace $x < 0$:

$$i\hbar \partial_t \Psi_{i,r}(x, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 + V_0 f(x)\right] \Psi_{i,r}(x, t) \quad (4.55)$$

et dans le demi-espace $x > 0$:

$$i\hbar \partial_t \Psi_{tr}(x, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \partial_x^2 + V_0 f(x) + V(x, t)\right] \Psi_{tr}(x, t) \quad (4.56)$$

Nous allons contourner la résolution rigoureuse de l'équation de Schrödinger (4.56) en posant que l'action du potentiel comobile sur les composantes spectrales consiste en de simples facteurs multiplicatifs. Ceci n'est en rien une restriction pour peu que la fonction d'onde soit solution de l'équation de Schrödinger, qu'elle vérifie les conditions de passage à l'interface et que l'on puisse, naturellement, calculer ces facteurs. Ecrivons les composantes spectrales durant l'action du potentiel comobile :

$$\phi_{i,r,tr}(k, x, t) = f_{i,r,tr}(k, x, t) \phi_{i0,r0,tr0}(k, x, t) \quad (4.57)$$

Le développement de l'équation de Schrödinger (4.56) en utilisant les relations (4.57) et en se basant sur le fait que les fonctions $\phi_{i0,r0,tr0}(k, x, t)$ sont solutions de l'équation de Schrödinger sans potentiel comobile (4.55), cela donne :

$$i\hbar \phi_0 \partial_t f = -\frac{\hbar^2}{2m} [\phi_0 \partial_x^2 f + 2\partial_x f \partial_t \phi_0] + V(x,t) f \phi_0 \quad (4.58)$$

Sachant que $\partial_x \phi_0 \approx k \phi_0$ la question qui se pose est celle de la comparaison de $|\partial_x^2 f|$ et $k|\partial_x f|$. Les facteurs $f_{i,r,tr}(k,x,t)$ sont des effets du potentiel comobile. La période spatiale du potentiel comobile (qui, comme nous le verrons plus bas, est de l'ordre de quelques μm) est bien plus grande que la longueur d'onde de Broglie (quelque dixièmes de nanomètres) : $\Lambda \gg \lambda_{DB}$. On peut donc supposer que $|\partial_x^2 f| \ll k |\partial_x f|$. Les justifications de cette hypothèse sont détaillées dans [53]. Moyennant cette hypothèse, les équations régissant les facteurs $f_{i,r,tr}$ sont données par :

$$\begin{cases} i\hbar \partial_t f_{i,r} = \frac{\hbar^2}{M} i k \partial_x f_{i,r} + V(x,t) f_{i,r} & (a) \\ i\hbar \partial_t f_{tr} = \frac{\hbar^2}{M} \kappa \partial_x f_{tr} + V(x,t) f_{tr} & (b) \end{cases} \quad (4.59)$$

Pour résoudre ces équations, on va introduire deux nouvelles variables pour chaque demi-espace. Ces variables sont des combinaisons linéaires des variables x et t . Soit u et v définies sur le demi-espace $x > 0$:

$$\begin{cases} u = t + i \frac{m}{\hbar \kappa} x \\ v = t - i \frac{m}{\hbar \kappa} x \end{cases} \quad (4.60)$$

et u_0 et v_0 définies sur le demi-espace $x < 0$:

$$\begin{cases} u_0 = t + \frac{m}{\hbar k} x \\ v_0 = t - \frac{m}{\hbar k} x \end{cases} \quad (4.61)$$

Le passage à ces nouvelles variables implique évidemment le passage à de nouveaux facteurs : $f_{tr}(x,t) \longleftrightarrow F_{tr}(u,v)$ et $f_{i,r}(x,t) \longleftrightarrow F_{i,r}(u_0,v_0)$. Il est aisé de trouver le lien entre les différentes dérivée partielles. On écrira que :

$$\partial_v F_{tr}(u,v) = \frac{1}{2} \left(\partial_t + i \frac{\hbar \kappa}{M} \partial_x \right) f_{tr}(x,t) \quad (4.62)$$

L'équation (4.59-b) s'écrit :

$$\partial_v F_{tr}(u,v) = \frac{-i}{2\hbar} \Delta(u,v) F_{tr}(u,v) \quad (4.63)$$

$\Delta(u,v)$ étant le potentiel comobile $V(x,t)$ exprimé en fonction du couple de variables (u,v) . L'équation (4.63) donne :

$$F_{tr}(u,v) = \exp \left[i \left(\int^v dv' \left(\frac{-1}{2\hbar} \right) \Delta(u,v) + G_{tr}(u) \right) \right] \quad (4.64)$$

où $G_{tr}(u)$ est une fonction arbitraire de u . On peut écrire la fonction $F_{tr}(u,v)$ sous la forme $\exp^{i\varphi_{tr}(u,v)}$ avec

$$\varphi_{tr}(u,v) = \frac{-1}{2\hbar} \int^v dv' \Delta(u,v) + G_{tr}(u) \quad (4.65)$$

L'intégrale étant calculée sur un certain contour.

D'où, en remplaçant l'expression du potentiel comobile $\Delta(u,v)$:

$$\varphi_{tr}(u) = \frac{-1}{\hbar} \int_0^{t''} dt' S(t') \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} \frac{i\hbar\kappa}{M} (u - t') \right] + G_{tr}(u) \quad (4.66)$$

avec t'' la valeur minimale entre t et τ_1 : $t'' = \text{Min}[t, \tau_1]$. Nous pouvons écrire des équations similaires pour la partie sans potentiel comobile.

$$\begin{cases} \varphi_i(u_0) = \frac{-1}{\hbar} \int_0^{t''} dt' S(t') \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} \frac{\hbar k}{M} (u_0 - t') \right] + G_i(u_0) \\ \varphi_r(v_0) = \frac{-1}{\hbar} \int_0^{t''} dt' S(t') \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} \frac{\hbar k}{M} (v_0 - t') \right] + G_r(v_0) \end{cases} \quad (4.67)$$

Naturellement, φ_i , φ_r et φ_{tr} sont des fonctions *a priori* complexes des variables k , x , t . Les fonction arbitraires $G_i(u_0)$, $G_r(v_0)$ et $G_{tr}(u)$ dépendent exclusivement des conditions initiales du problème. Ainsi, on peut imposer $G_i(u_0) = 0$ en supposant un paquet incident parfaitement défini pour $x \rightarrow -\infty$ (pas d'effet du potentiel comobile). Nous avons donc à présent des fonctions des variables uniques x et t , nous pouvons revenir à la notation $f_{i,r,tr}(x,k,t)$. En rappelant que les fonctions d'onde s'écrivent $\Psi_i(x,t) = f_i e^{ikx} e^{-i\Omega t}$, $\Psi_r(x,t) = f_r e^{-ikx} e^{-i\Omega t}$ et $\Psi_{tr}(x,t) = f_{tr} e^{-\kappa x} e^{-i\Omega t}$ ($\Omega = \hbar k^2/2M$), les conditions de continuité à l'interface ($x = 0$) pour la fonction d'onde s'écrivent :

$$\begin{cases} f_i + R(k) f_r = T(k) f_{tr} \\ ikf_i + \partial_x f_i|_{x=0} + R(k) (-ikf_r + \partial_x f_r|_{x=0}) = T(k) (-\kappa f_{tr} + \partial_x f_{tr}|_{x=0}) \end{cases} \quad (4.68)$$

A l'interface, $u_0 = v_0$. Il est donc possible d'imposer $\varphi_i(u_0) = \varphi_r(v_0)$ en posant $G_r(v_0) = G_i(u_0)$. Si les phases φ_i et φ_r sont égales on peut en déduire facilement que :

$$f_{tr} = T^{-1}(f_i + Rf_r) \quad (4.69)$$

Avant de développer les résultats numériques, il est intéressant d'étudier la compatibilité du champ comobile tel qu'il est utilisé dans ce chapitre ($S(t') \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} \frac{i\hbar k}{M} (u - t') \right]$) et l'expression introduite initialement $S(t') \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} \frac{i\hbar k}{M} (t') \right]$. Les deux expressions sont équivalentes pour des valeurs de u (ou v) très petites devant t . Dans ce cas, on peut faire l'approximation $\phi_i \approx -\hbar^{-1} \int S(t') \cos(2\pi\hbar k t / \Lambda)$. Cette approximation prend donc son sens pour $t \approx M x / \hbar k$. Cela signifie que l'on ne s'écarte que très peu de la trajectoire du centre du paquet d'onde (la trajectoire classique). C'est le cas pour les paquets d'onde incident et réfléchi, mais pas pour le paquet d'onde transmis.

La figure (4.14), illustre l'allure de la densité de présence $|\Psi_{tr}(x,t)|^2$ dans deux cas. Le premier est un cas semi-évanescent. La hauteur de la barrière est choisie égale à l'énergie du centre du paquet d'onde. Ceci permet d'avoir une partie propagative dans le demi-espace $x > 0$ et une partie évanescence. Le second cas est un cas évanescent

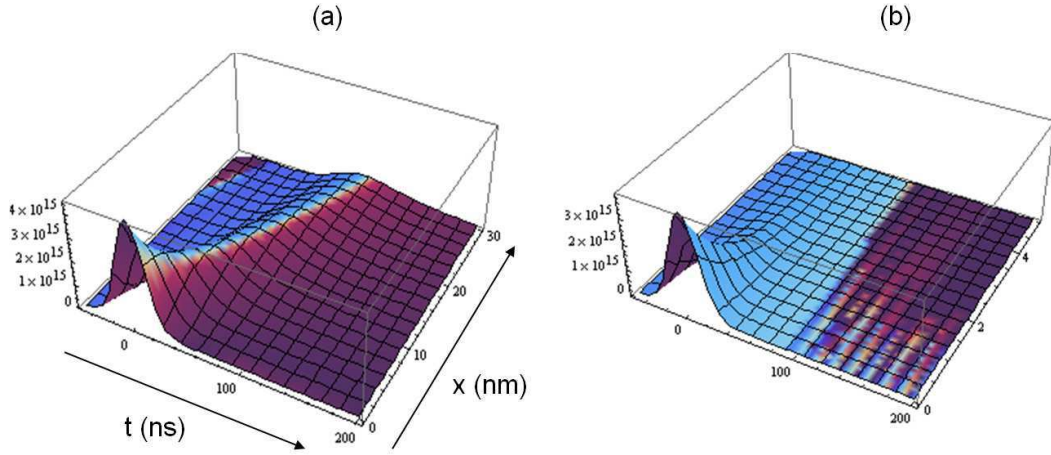


Figure 4.14 — Module au carré de la fonction d'onde évanescence transmise sans potentiel comobile $|\Psi_{tr0}(x,t)|^2$ en fonction du temps ($t \in [-50, 200\text{ns}]$) et de la position ($x \in [0, 30\text{nm}]$). (a)- La hauteur de la barrière $a = k_0$ permet d'obtenir un cas semi-évanescent. (b)- Cas évanescent pur $a = 1.1 k_0$ -Noter le changement d'échelle en X-.

pur dans lequel il n'y a pas de propagation. Les paramètres de la simulation sont bien différents de ceux choisis dans le cas de la réfraction négative. Les solutions obtenues plus haut étaient données pour une énergie fixée, mais il suffit d'incorporer aux simulations numériques une distribution de moments. L'effet du potentiel est simplement obtenu en multipliant les fonctions d'onde $\Psi_{i0}(x,t)$, $\Psi_{r0}(x,t)$ et $\Psi_{tr0}(x,t)$ par les fonctions $f_{i,r,tr}(x,t)$.

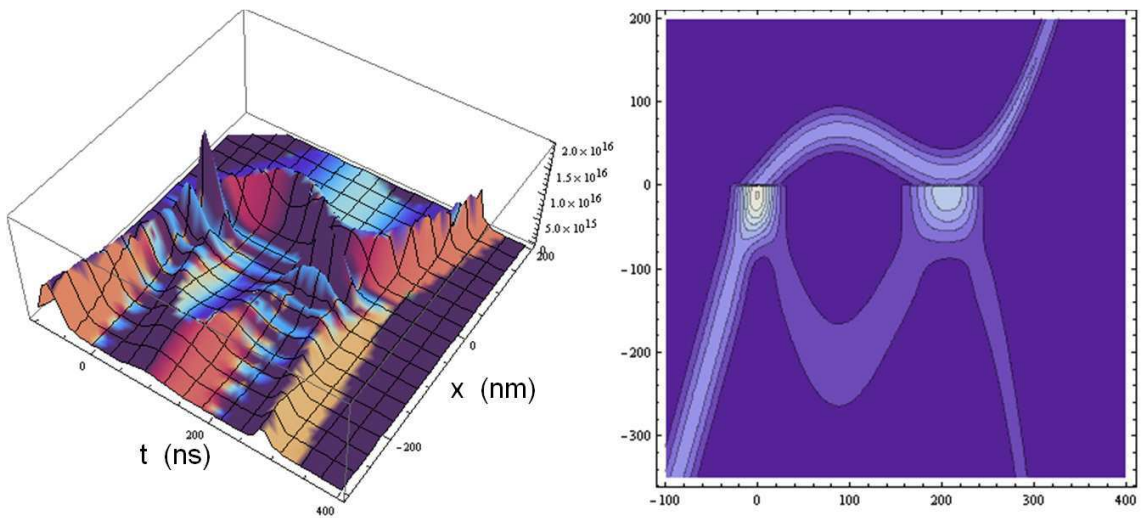


Figure 4.15 — Image 3D et contour de $|\Psi_i(x,t) + \Psi_r(x,t)|^2$ et $|\Psi_{tr}(x,t)|^2$ en fonction du temps ($t \in [-100, 400\text{ns}]$) et de la position ($x \in [-300, 200\text{nm}]$) dans le cas semi-évanescent $a/k_0 = 0.95$ (c.f. texte).

La figure (4.15) montre le module au carré des fonctions d'ondes $|\Psi_i(x,t) + \Psi_r(x,t)|^2$ et $|\Psi_{tr}(x,t)|^2$ dans le cas semi-évanescent (fig. (4.14-a)) $a/k_0 = 0.95$. Les paramètres de la simulation sont donnés pour des atomes d'Ar* (3P_2) $m=2$ de vitesse $v = 4$ m/s. Dans ce cas, $B_0 = 370$ G, $\epsilon = 7.4 \mu s$, $\tau = 0.37 \mu s$, $\tau_1 = 0.6 \mu s$, $\Lambda = 2 \mu m$. Le paquet d'onde incident arrive sur la barrière en $t=0$, $x=0$. La partie propagative dans le demi-espace $x>0$ (transmise) subit une réfraction négative qui la ramène vers la barrière où elle rebondit. Dans la région $x<0$, l'onde réfléchi subit elle aussi une réfraction négative et revient vers la barrière se rebouclant ainsi (par continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée) avec l'onde de l'autre côté de la barrière. On voit sur la figure (4.15) que le paquet d'onde réfléchi repart une fois l'impulsion comobile finie. Il est retardé de 200ns par rapport à l'onde incidente.

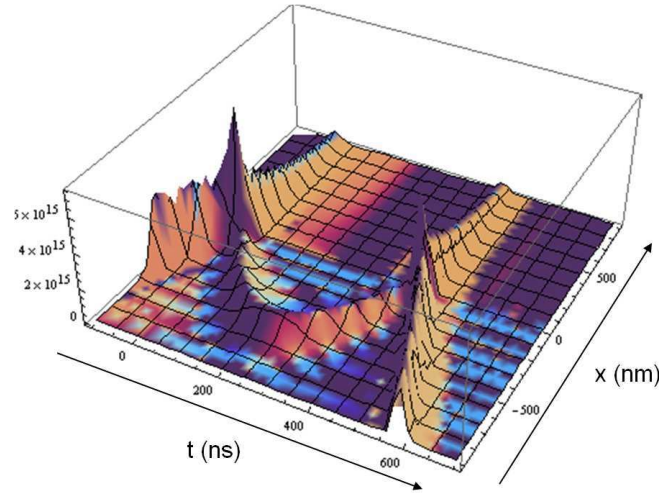


Figure 4.16 — Image 3D de $|\Psi_i(x,t) + \Psi_r(x,t)|^2$ et $|\Psi_{tr}(x,t)|^2$ en fonction du temps ($t \in [-100, 700 \text{ ns}]$) et de la position ($x \in [-900, 900 \text{ nm}]$) dans le cas évanescent pur $a/k_0 = 1.01$ (c.f. texte).

La figure (4.16) montre l'étude du cas évanescent pur $a/k_0 = 1.01$. Les paramètres de la simulation sont les suivants : $v = 4$ m/s, $B_0 = 150$ G, $\epsilon = 7.4 \mu s$, $\tau = 0.37 \mu s$, $\tau_1 = 1.1 \mu s$, $\Lambda = 3 \mu m$. Dans ce cas, on observe que l'onde transmise en $t = 0$, $x = 0$ étant évanescence pure, elle ne se reboucle pas. Cependant, l'onde réfléchi va subir une réfraction négative (comme dans le cas précédent) et va heurter la barrière une seconde fois donnant naissance à une autre onde évanescence de matière à l'instant $t = 430$ ns. L'impulsion comobile étant terminée, l'onde est réfléchi.

Au vu de ces quelques simulations, on voit que l'on peut induire une onde « de surface » en appliquant des impulsions comobiles successives. Chaque impulsion provoquera une réfraction négative qui ramènera l'onde vers la barrière, Ce qui crée un confinement de l'onde de matière dans la région de l'interface.

La figure (4.17) illustre une telle localisation de l'onde de matière. Il s'agit d'un cas semi-évanescent $a/k_0 = 0.9975$, on utilise une succession de 3 impulsions comobiles espacées temporellement de $0.605 \mu s$. L'amplitude maximale du champ magnétique B_0

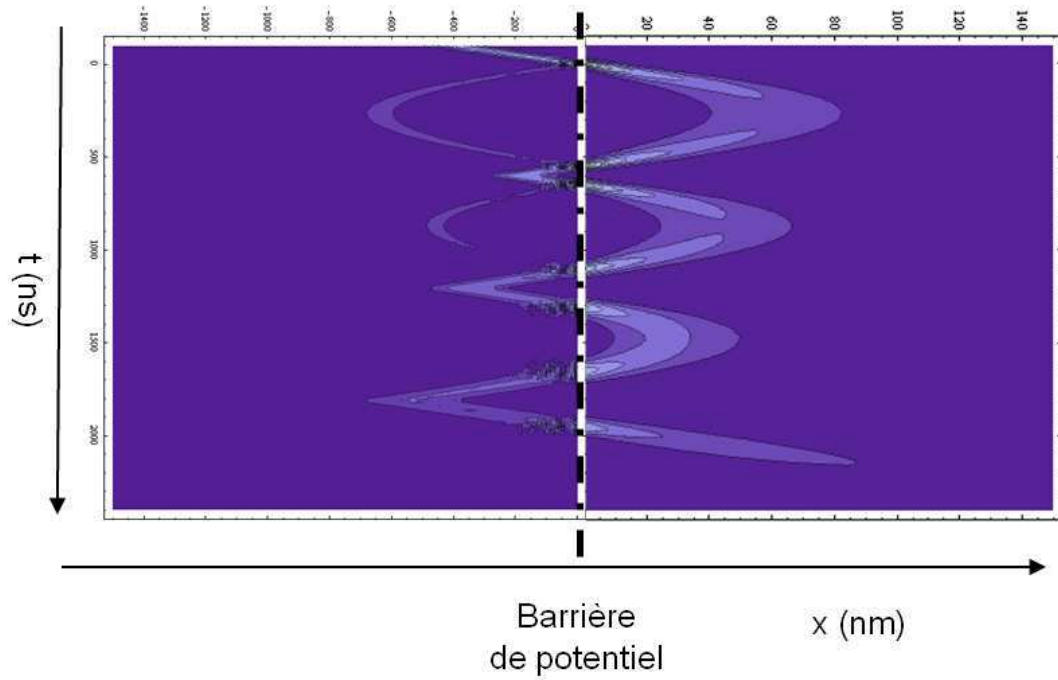


Figure 4.17 — contour de $|\Psi_i(x,t) + \Psi_r(x,t)|^2$ et $|\Psi_{tr}(x,t)|^2$ en fonction du temps ($t \in [0, 2500\text{ns}]$) et de la position ($x \in [-1500, 150\text{nm}]$) dans le cas d'une succession d'impulsions comobiles agissant sur une onde semi-évanescence $a/k_0 = 0.9975$ (cf. texte).

$= 120\text{ G}$, $v = 4\text{ m/s}$, $\tau_1 = 0.6\text{ }\mu\text{s}$, $\Lambda = 3\text{ }\mu\text{m}$. On voit très clairement le confinement de l'onde au niveau de la barrière en même temps que des rebonds au cours du temps. Pour finir, notons que dans les deux cas semi-évanescents (fig. (4.15) et (4.17)), la boucle suivie par l'onde a une portée plus petite du côté de la barrière qu'à l'extérieur. On le voit notamment dans la dernière simulation où l'échelle du côté de la barrière est 10 fois inférieure à celle située à l'extérieur. Ce phénomène est dû à l'indice de la barrière elle-même (voir Annexe (B)).

4.7 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, il a été question de créer un pont entre l'optique lumineuse et l'optique atomique en s'appuyant sur l'existence connue de matériaux d'indice négatif pour les ondes électromagnétiques. Depuis une dizaine d'années, ce domaine n'a cessé de progresser, s'étendant à des longueurs d'ondes jusque là non étudiées. Ces matériaux dits « main-gauche » sont constitués d'une assemblée de micro ou nano-diffuseurs dont la taille est bien plus petite que la longueur d'onde incidente. Ce matériau possède des propriétés étonnantes comme le phénomène de « cloacking » (camouflage) ou les meta-lentilles. L'introduction d'un analogue en optique atomique est présenté ici comme un nouvel outil pour l'optique atomique (cohérente ou non).

Les milieux d'indice négatif pour l'optique atomique consistent en des potentiels magnétiques ou lumineux dans le vide. Le premier effet observé est celui de la réfraction négative par inversion de la vitesse de groupe. Grâce à ce premier effet, on a la possibilité de construire des méta-lentilles atomiques. Ces dernières ont un atout par rapport à leur contrepartie lumineuse : le vide n'étant pas absorbant pour les atomes, cela évite les pertes. On peut imaginer des lentilles parfaites (sans aberration chromatique) et peut-être un jour une refocalisation sub-longueur d'onde. L'inversion de la vitesse de groupe est accompagnée d'un effet de rétrécissement de la largeur du paquet d'onde. Ce phénomène est l'analogue du raccourcissement des impulsions lumineuses dans des fibres micro-structurées. Il a été démontré que ce phénomène est lié à un phénomène de rebroussement dans le temps. Ces deux effets (réfraction négative et rétrécissement de la largeur du paquet d'onde) sont observables expérimentalement moyennant la fabrication d'un potentiel magnétique comobile. Des contacts avec des entreprises spécialisées ont déjà été pris. Elles ont été capables de proposer des solutions conformes à nos attentes. Les périodes millimétriques du potentiel comobile et sa constante de temps (1ms) sont à portée de main compte-tenu du progrès de la technologie.

L'évolution d'une onde évanescence de matière dans un tel milieu d'indice négatif est un autre problème auquel nous nous sommes intéressés. L'investigation se fait à des échelles bien plus petites (quelques dixièmes de microseconde et de micromètre). Les simulations numériques ont montré un retour de l'onde semi-évanescence vers la barrière de potentiel. Ceci donne lieu à un retard temporel de l'onde réfléchie. Pour une onde purement évanescence, c'est la réfraction négative de l'onde réfléchie qui induit un exaltation de l'onde évanescence de matière. En appliquant plusieurs impulsions, on peut confiner l'onde évanescence de matière dans une zone d'environ $1\mu\text{m}$ autour de la barrière. Les périodes et durées de l'impulsion comobile sont difficilement réalisables avec des potentiels magnétiques mais réalisables à l'aide de potentiels optiques. Des périodes micrométriques et une synchronisation à la centaine de MHz sont accessibles. Au delà de la prouesse expérimentale, la réalisation d'un tel dispositif permettrait de mettre au jour des interactions d'atomes virtuels avec des photons réels.

Conclusion générale

La première partie de ce travail a été consacrée à la réalisation d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon ralentis. La procédure expérimentale utilisée présente un intérêt certain pour la production d'une source d'atomes lents en jet sans nécessité de collimation. Le jet initial est un jet supersonique obtenu par échange de métastabilité du jet primaire d'atomes métastables avec le jet supersonique d'atomes au fondamental. Ce processus collisionnel sans transfert global d'impulsion permet d'isoler un jet supersonique *échangé* dont l'ouverture angulaire est inférieure au milliradian et dont la dispersion relative des vitesses longitudinales est inférieure à 10%. Le ralentissement de ce jet atomique superfin se fait par une méthode de ralentissement Zeeman standard utilisant un laser à 811nm à résonance et un champ magnétique produit par deux solénoïdes adaptés. L'émission spontanée augmente d'un facteur 30 (pour des atomes à 100m/s) l'ouverture angulaire du jet, diminuant ainsi la densité atomique locale, et dégrade ses propriétés de cohérence. Afin de contourner ce problème il a fallu s'orienter, d'une part vers des détecteurs très sensibles, et d'autre part augmenter les flux initiaux de la source produisant ce jet supersonique. En premier lieu, les détecteurs à lignes à retard possèdent toutes les propriétés utiles à notre expérience. En effet, ils sont dotés d'un bruit d'obscurité très faible (0.6c/s cm^2), d'une très bonne efficacité quantique (0.5) et d'une résolution temporelle de 400ps. La résolution spatiale de $150\mu\text{m}$ de ce type de détecteurs est moins bonne que celle d'autres méthodes de détection comme des MCPs couplés à des écrans au phosphore ($50\mu\text{m}$). Ces deux aspects expérimentaux cruciaux nous ont permis de mener à bien des expériences à très faible taux de comptage comme l'observation des transitions de van der Waals-Zeeman. En second lieu, un nouveau type de cathodes à oxyde compactées et incorporant le filament de chauffe permet d'atteindre des courants d'émission sensiblement plus élevés qu'auparavant. Cette nouvelle cathode à oxyde permet d'obtenir des flux atomiques de 10^8 atomes par seconde sur des ouvertures angulaires inférieures au milliradian. Avec une telle source, le faisceau d'atomes métastables lents, malgré sa forte divergence, procure un flux de près de 1000c/s d'atomes ralentis à 250m/s -localisés sur une largeur de $200\mu\text{m}$.

L'évolution de la structure du jet atomique durant le ralentissement a été une source de questionnement. La seconde partie de ce travail consiste en l'étude de la dynamique interne du processus de ralentissement. Un calcul Monte-Carlo a notamment permis

d'estimer les propriétés de cohérence après ralentissement. Cette cohérence est inférieure à 50nm pour des atomes à 50m/s, donc inexploitable pour des expériences d'optique cohérente avec des fentes de 100nm. Cette simulation a aussi mis en évidence des spécificités assez inattendues de notre configuration en raison des contraintes de réalisation. L'efficacité de ralentissement (atomes pris en charge dans le second ralentisseur) est limitée à 75% en raison de la taille des tubes du ralentisseur. Ceci nous pousse donc à augmenter le paramètre de saturation (plus de $30 I_{sat}$) afin d'éviter que les atomes sur les bords du faisceau laser ne décrochent. Ceci provoque naturellement une plus forte explosion du nuage atomique en sortie du second ralentisseur et un phénomène de dépeuplement au centre. Cette simulation numérique ainsi que des expériences visant à étudier la structure du jet d'atomes lents ont permis de contourner ce phénomène et d'estimer la faisabilité des expériences van der Waals-Zeeman.

Dans la troisième partie de ce travail, les expériences de diffraction quantique inélastique (vdW-Z) ont pu être menées à bien grâce à l'étude préliminaire effectuée sur le jet supersonique lent (les flux attendus pour ce type d'expériences était 10^4 fois plus faible que le signal incident). La densité atomique du jet supersonique étant fortement diminuée, il était sûr que les expériences sur des atomes lents ne permettraient pas de descendre très bas en vitesse (pas moins de 150m/s). Ces expériences nous ont permis de remonter à l'évolution de la portée de l'interaction avec une résolution d'environ 2 à 3nm. Par ailleurs, nous avons pu étudier l'évolution (relative) de la probabilité de transition en fonction de la vitesse. Elle croît d'un facteur 4.5 entre des atomes de vitesse thermique (560m/s) et des atomes ralentis à 170m/s. Enfin, les expériences menées pour différents gaz rares ont permis de remonter à la portée moyenne de l'interaction pour différentes valeurs de l'anisotropie de chaque atome. Nous avons pu confirmer les valeurs des anisotropies du néon et de l'argon dans le cadre de l'approximation soudaine, et estimer celle du krypton. Un sous-produit de ces expériences est la détermination, à partir de la figure de diffraction élastique, de la constante C_3 caractérisant la partie scalaire de l'interaction de van der Waals.

La quatrième partie de cette thèse est une réflexion théorique sur l'effet d'un certain type de potentiel dit comobile sur le mouvement externe de l'atome. Sous certaines conditions, ces potentiels peuvent être assimilés à un milieu d'indice négatif pour l'optique des ondes de matière. Le déphasage accumulé par le paquet d'onde offre la possibilité d'inverser sa vitesse de groupe et de rétrécir sa largeur. Ces milieux d'indice négatif permettent entre autre l'obtention de méta-lentilles, cylindriques ou sphériques, ainsi qu'une refocalisation submicronique d'un jet atomique. Enfin, les milieux d'indice négatif peuvent produire des effets intéressants sur l'évolution des ondes évanescentes de matière. En particulier, il est possible de confiner l'onde de matière au niveau de l'interface de la barrière de potentiel en appliquant plusieurs impulsions comobiles successives.

Pour finir, disons quelques mots sur l'avenir. Les résultats de cette thèse ont permis de clarifier les perspectives et les besoins expérimentaux de l'équipe. Nous nous orientons vers la construction d'un piège magnéto-optique (MOT) pour des atomes d'argon métastables comme source auxiliaire avant une chute libre ou un jet poussé par un faisceau laser. Nous avons besoin de disposer d'atomes très lents (quelques

mètres par seconde au plus) et en densité suffisante pour sonder l'interaction van der Waals-Zeeman à très basses vitesses. En effet, les expériences que nous avons menées se sont trouvées limitées par les faibles flux d'atomes très lents. Cependant, les effets des interactions atomes-surfaces sont amplifiés à de telles vitesses. Il serait intéressant en particulier de voir dans quelle mesure le modèle basé sur l'approximation soudaine parviendrait à décrire les phénomènes physiques en jeu pour des atomes aussi lents. De plus, le MOT nous permettrait de nous affranchir des difficultés liées à la configuration actuelle : détection derrière un obstacle (miroir de renvoi du laser), collimation du jet par la fente du miroir (*i.e.* perte de signal atomique), trop grande divergence du jet après ralentissement en raison des trop grandes distances en jeu...etc. Le MOT permettrait aussi à l'équipe d'ouvrir un nouveau champ expérimental en mettant en évidence le phénomène de réfraction négative pour des ondes de matière *via* des potentiels comobiles magnétiques. Les vitesses longitudinales très faibles des atomes issus d'un tel piège sont nécessaires pour accomplir de telles expériences. Des contacts ont été pris avec des entreprises spécialisées dans la modélisation et la construction de champs magnétiques « exotiques ». Les résultats des études préliminaires réalisées sont amplement satisfaisants. L'équipe va donc très prochainement se doter d'un tel dispositif pour ouvrir une nouvelle thématique, inexploitée à ce jour.

Annexe A

Calcul théorique des constantes C_3 et η à partir des forces de raies

Le but de cette annexe est de calculer de façon détaillée la constante de van der Waals C_3 et la constante quadrupolaire η pour les gaz rares que nous utilisons (Ne^* , Ar^* , Kr^*). Tout d'abord, nous présentons le cheminement théorique permettant de calculer les constantes C_3 et η puis nous donnerons les valeurs numériques de celles-ci estimées à partir des données spectroscopiques. Enfin, nous avons développé quelques relations utiles (coefficients $3j$, $6j$...etc).

A.1 Calculs théoriques des constantes C_3 et η

Comme nous l'avons vu au chapitre (3), nous pouvons écrire l'opérateur $\mathbf{D}^2 + D_Z^2$ comme la somme d'une partie scalaire et d'une partie non scalaire définies par deux tenseurs, le premier d'ordre 0 : $T_0^{(0)}$ et le second d'ordre 2 : $T_0^{(2)}$. Ces deux tenseurs peuvent s'écrire en fonction de $\mathbf{D}^2 + D_Z^2$ en développant ce dernier comme suit :

$$\mathbf{D}^2 + D_Z^2 = \underbrace{\frac{4}{3}\mathbf{D}^2}_{\text{Scalaire}} + \underbrace{D_Z^2 - \frac{\mathbf{D}^2}{3}}_{\text{non scalaire}} \quad (\text{A.1})$$

Cela nous permet d'écrire que :

$$\begin{cases} T_0^{(0)} = -\frac{\mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}{\sqrt{3}} \\ T_0^{(2)} = \frac{3D_Z^2 - \mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}{\sqrt{6}} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

L'aspect pratique de cette notation réside dans la mise en évidence des propriétés de symétrie du problème. On écrit donc l'opérateur $\mathbf{D}^2 + D_Z^2$ comme suit :

$$\mathbf{D}^2 + D_Z^2 = -\frac{4}{\sqrt{3}} [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(0)} + \sqrt{\frac{2}{3}} [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(2)} \quad (\text{A.3})$$

où le produit tensoriel $[\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]^{(k)}$ des deux opérateurs vectoriels \mathbf{D} (*i.e.* $\mathbf{D}^{(1)}$) est un tenseur d'ordre $k = 0, 1, 2$ en vertu des règles de sélection (voir [54] page 925).

Utilisons à présent la propriété fondamentale du théorème de Wigner-Eckart ([54] page 924) qui donne l'élément de matrice $\langle \tau; j; m' | [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(k)} | \tau; j, m \rangle$ en fonction du coefficient 3j approprié et de l'élément de matrice réduit $\langle \tau; j | [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(k)} | \tau; j \rangle$ et :

$$\langle \tau'; j'; m' | [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(k)} | \tau; j, m \rangle = (-1)^{j'+m} \langle \tau'; j' | [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(k)} | \tau; j \rangle \begin{pmatrix} j & k & j' \\ m & 0 & -m' \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

où l'élément de matrice réduit $\langle \tau'; j' | [\mathbf{D} \otimes \mathbf{D}]_0^{(k)} | \tau; j \rangle$ peut se développer en fonction de l'élément de matrice de l'opérateur \mathbf{D} par la relation donnée par Condon et Odabaçi [55] (page 183)¹. Ce qui, en prenant en compte la relation de conjugaison des éléments de matrice réduits $\langle \tau; j | \mathbf{D}^{(1)} | \tau'; j' \rangle^* = (-1)^{j-j'} \langle \tau'; j' | \mathbf{D}^{(1)\dagger} | \tau; j \rangle^*$ (voir [54] page 925), donne :

$$\langle \tau; j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(k)} | \tau; j \rangle = (-1)^k \sqrt{2k+1} \sum_{\alpha', j'} |\langle \alpha; j | \mathbf{D}^{(1)} | \alpha'; j' \rangle|^2 \begin{Bmatrix} 1 & 1 & j \\ j & j & j' \end{Bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

On peut introduire les forces de raies $S(\alpha, j, \alpha', j+\delta) = |\langle \alpha; j | \mathbf{D}^{(1)} | \alpha'; j+\delta \rangle|^2$. Avec $\delta = -1, 0, 1$ (l'opérateur dipôle électrique ne couplant que des transitions $\Delta j = 0, \pm 1$). L'élément de matrice réduit s'écrit donc :

$$\langle \tau; j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(k)} | \tau; j \rangle = (-1)^k \sqrt{2k+1} \sum_{\delta} (-1)^{\delta} S_{\delta} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & j \\ j & j & j+\delta \end{Bmatrix} \quad (\text{A.6})$$

La force de raie S_{δ} est la somme de toutes les forces de raies sur l'ensemble des configurations électroniques $\alpha', j+\delta$ telles que $\Delta j = \delta$. Les propriétés de symétries dans l'espace (invariance par l'opérateur parité \mathbf{P}) de l'opérateur $\mathbf{D}^2 + D_Z^2$ impose que ce dernier se décompose en tenseurs irréductibles d'ordre $k = 0$ ou 2 . L'ordre 1 mène à une relation *de sommation* qui permet d'estimer l'incertitude sur les forces de raies puisées dans la littérature. Comme nous l'avons montré au chapitre (3) (et en se basant sur des développements calculatoires de la section (A.3), nous écrivons C_3 et η en unités atomiques comme suit :

$$\begin{cases} C_3 = \frac{\langle \mathbf{D}^2 \rangle}{12} = \frac{1}{12} \frac{\sqrt{3} \langle \tau; j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)} | \tau; j \rangle}{\sqrt{2j+1}} \\ \eta = \frac{\sqrt{6} \langle \tau; j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} | \tau; j \rangle}{\sqrt{j(j+1)(2j-1)(2j+1)(2j+3)}} \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

1. La relation est donnée comme suit pour des opérateurs agissant sur le même système de coordonnées α, j :

$$\langle \tau'; j' | [\mathbf{A}^{(k)} \otimes \mathbf{B}^{(l)}]^{(n)} | \tau; j \rangle = (-1)^{j+j'+n} \sqrt{2n+1} \times \sum_{\tau'', j''} \langle \tau'; j' | \mathbf{A}^{(k)} | \tau''; j'' \rangle \langle \tau''; j'' | \mathbf{B}^{(l)} | \tau; j \rangle \begin{Bmatrix} k & l & n \\ j & j' & j'' \end{Bmatrix}$$

A.2 Calcul théorique de C_3 et η à partir des données spectroscopiques 127

En développant les expressions de $[\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)}$ et $[\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)}$ l'équation (A.7) donne [56] :

$$\begin{cases} C_3 = \frac{1}{12} \frac{1}{2j+1} \sum_{\delta} S_{\delta} \\ \eta = \frac{-2S_{-1}}{(2j-1)(2j)(2j+1)} + \frac{4S_0}{(2j)(2j+1)(2j+2)} + \frac{-2S_{+1}}{(2j+1)(2j+2)(2j+3)} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Comme nous l'avons dit plus haut, le tenseur d'ordre 1 $[\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(1)}$ est nul pour des raisons de symétrie, ce qui nous donne une relation dite *de sommation* :

$$(j+1)S_{-1} + S_0 - jS_{+1} = 0 \quad (\text{A.9})$$

L'équation (A.9) nous fournit un outil puissant pour vérifier l'exactitude des forces de raies données dans la littérature et estimer l'incertitude sur le C_3 et η . Nous allons voir dans la section suivante la façon de calculer ces forces de raies à partir des données spectroscopiques trouvées dans la littérature.

A.2 Calcul théorique de C_3 et η à partir des données spectroscopiques

Les forces de raies sont liées à la probabilité d'une certaine transition par la formule suivante (voir [54] page 900) :

$$S_{\delta} = \sum_{j'=j+\delta} \frac{3\pi\hbar\epsilon_0(2j'+1)\lambda_{\tau,\tau'}^3}{(2\pi)^3} \Gamma_{\tau,\tau'} \quad (\text{A.10})$$

L'équivalent de l'équation (A.10) en unités atomiques (ce qui sera plus simple pour le calcul de C_3 et de η) est donné par :

$$S_{\delta} = \sum_{j'=j+\delta} \frac{(2j'+1)\lambda_{\tau,\tau'}^3}{2.026110^{18}} \Gamma_{\tau,\tau'} \quad (\text{A.11})$$

$\Gamma_{\tau,\tau'}$ étant exprimé en s^{-1} et $\lambda_{\tau,\tau'}$ en \AA . La force de raie S_{δ} pour $\delta = -1, 0, 1$ sous-entend la sommation sur toutes les configurations électroniques supérieures vérifiant la condition de transition dipolaire. De même pour la relation de sommation. En pratique, seules les raies de grande longueur d'onde ($\lambda > 500\text{nm}$) ont des probabilités de transitions qui permettent à la force de raie associée de contribuer de manière conséquente. Ainsi, seules les transitions entre la configuration $np^5 ns$ et la configuration $np^5 np$ sont conséquentes pour le calcul de la constante de van der Waals et la constante quadrupolaire. Le niveau métastable 3P_2 correspond à une configuration $np^5(^2P_{3/2}) ns$. Le tableau (A.1) donne les forces de raies des huit transitions dipolaires électriques pour le Ne, Ar, Kr métastables partant du niveau 3P_2 (configuration électronique $np^5(^2P_{3/2}) ns$) et allant vers les niveaux de la configuration np .

X^*	Niveau d'arrivée	Terme	$J_i - J_k$	λ_{if} (Å)	A_{if} (10^6 s^{-1})	S (a.u.)
Ne* (3P_2)	$2p^5(^2P_{1/2}) 3p$	$^2[1/2]$	2 - 1	5881.895	11.5	3.46
	$2p^5(^2P_{1/2}) 3p$	$^2[3/2]$	2 - 1	5975.534	3.51	1.10
	$2p^5(^2P_{3/2}) 3p$	$^2[3/2]$	2 - 1	6217.281	6.37	2.26
	$2p^5(^2P_{3/2}) 3p$	$^2[1/2]$	2 - 1	7032.412	25.3	13.02
	$2p^5(^2P_{1/2}) 3p$	$^2[3/2]$	2 - 2	5944.834	11.3	5.85
	$2p^5(^2P_{3/2}) 3p$	$^2[3/2]$	2 - 2	6143.062	28.2	16.13
	$2p^5(^2P_{3/2}) 3p$	$^2[5/2]$	2 - 2	6334.427	16.1	10.09
	$2p^5(^2P_{3/2}) 3p$	$^2[5/2]$	2 - 3	6402.248	51.4	46.6
C_3, η	$C_3 = 1.64 \pm 0.11 \text{ u.a}$			$\eta = -0.053(2) \mp 0.005 \text{ u.a}$		
Ar* (3P_2)	$3p^5(^2P_{1/2}) 4p$	$^2[1/2]$	2 - 1	6965.431	6.39	3.27
	$3p^5(^2P_{1/2}) 4p$	$^2[3/2]$	2 - 1	7147.042	0.625	0.33
	$3p^5(^2P_{3/2}) 4p$	$^2[3/2]$	2 - 1	7723.761	5.18	3.44
	$3p^5(^2P_{3/2}) 4p$	$^2[1/2]$	2 - 1	9122.967	18.9	20.67
	$3p^5(^2P_{1/2}) 4p$	$^2[3/2]$	2 - 2	7067.218	3.8	3.17
	$3p^5(^2P_{3/2}) 4p$	$^2[3/2]$	2 - 2	7635.105	24.5	26.91
	$3p^5(^2P_{3/2}) 4p$	$^2[5/2]$	2 - 2	8014.785	9.28	11.79
	$3p^5(^2P_{3/2}) 4p$	$^2[5/2]$	2 - 3	8115.311	33.1	63.52
C_3, η	$C_3 = 2.22 \pm 0.22 \text{ u.a}$			$\eta = -0.15 \mp 0.01(5) \text{ u.a}$		
Kr* (3P_2)	$4p^5(^2P_{1/2}) 5p$	$^2[1/2]$	2 - 1	5570.289	1.71	0.43
	$4p^5(^2P_{1/2}) 5p$	$^2[3/2]$	2 - 1	5672.4509	0.45 ¹	$1.22 \cdot 10^{-2}$
	$4p^5(^2P_{3/2}) 5p$	$^2[3/2]$	2 - 1	7694.540	5.6	3.17
	$4p^5(^2P_{3/2}) 5p$	$^2[1/2]$	2 - 1	8928.693	30.7	32.35
	$4p^5(^2P_{1/2}) 5p$	$^2[3/2]$	2 - 2	5562.225	0.23	0.097
	$4p^5(^2P_{3/2}) 5p$	$^2[3/2]$	2 - 2	7601.545	25.8	127.96
	$4p^5(^2P_{3/2}) 5p$	$^2[5/2]$	2 - 2	8104.366	11	14.44
	$4p^5(^2P_{3/2}) 5p$	$^2[5/2]$	2 - 3	8112.901	36.2	65.49
C_3, η	$C_3 = 2.40 \pm 0.48 \text{ u.a}$			$\eta = -0.41 \mp 0.08 \text{ u.a}$		
Xe* (3P_2)	$5p^5(^2P_{1/2}) 6p$	$^2[1/2]$	2-1	4502	1.46	0.19
	$5p^5(^2P_{1/2}) 6p$	$^2[3/2]$	2-1	4692	0.28	0.04
	$5p^5(^2P_{3/2}) 6p$	$^2[3/2]$	2-1	8411	3.06	2.69
	$5p^5(^2P_{3/2}) 6p$	$^2[1/2]$	2-1	9802	31.1	43.36
	$5p^5(^2P_{1/2}) 6p$	$^2[3/2]$	2-2	4526	0.46	0.1
	$5p^5(^2P_{3/2}) 6p$	$^2[3/2]$	2-2	8234	28.6	39.4
	$5p^5(^2P_{3/2}) 6p$	$^2[5/2]$	2-2	9048	12.4	22.7
	$5p^5(^2P_{3/2}) 6p$	$^2[5/2]$	2-3	8822	30	71.16
C_3, η	$C_3 = 2.98 \pm 0.45 \text{ u.a}$			$\eta = -0.2 \mp 0.03 \text{ u.a}$		

Tableau A.1 — Tableau résumant les différentes transitions dipolaires électriques pour Ne, Ar, Kr, Xe métastables 3P_2 et les forces de raies correspondantes ainsi que les valeurs de C_3 et η pour chaque élément chimique.

1. Cette transition est très faible et n'a été qu'estimée théoriquement par Aymar et Coulombe [57].

Les données spectroscopiques du néon présentées ici sont données par le site du NIST [58] qui se base sur les valeurs expérimentales de [59] normalisées. Pour l'argon, le NIST renormalise les données de [60]. Enfin, nous avons repris les données sur le krypton de Ernst et Schulz-Gulde [61] qui reproduisent bien les prédictions théoriques présentes dans la littérature (voir par exemple [57]) sauf pour la transition $^3P_2 - ^3D_3$ à 8112.9 Å qui a été définie avec une meilleure précision par D. Landman [62]. La bonne définition de cette raie est très importante pour la précision de calcul de la constante de van der Waals et de la constante quadrupolaire.

Dans le cas du xénon, on utilise les données fournies par J. Sabbagh [63]. Dans ce dernier cas, le couplage avec les configurations plus élevées joue un rôle vraisemblablement plus important. Cependant, les données spectroscopiques expérimentales manquent pour aboutir à une bonne définition de la constante η dont l'évaluation est bien plus critique que celle du C_3 .

Les transitions sont très bien connues dans le cas du néon ce qui permet de définir le C_3 et le η à quelques 7%. Pour l'argon, ils sont définis à 10%. La relation de sommation (A.9) est bien vérifiée dans les deux cas précédents, et ce malgré le fait qu'on ne tienne pas compte des configurations d'ordre plus élevé. Dans le cas du krypton et du xénon, la pauvreté de la littérature donnant les données spectroscopiques et l'incertitude (d'environ 20%) sur les probabilités de transitions ne permet pas de connaître le C_3 à mieux que 20%.

A.3 Quelques éléments de calcul

A.3.1 Calcul de $\langle \tau; j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(k)} | \tau; j, m \rangle$

Comme nous l'avons expliqué au chapitre (3), pour montrer le lien entre $D_Z^2 - \mathbf{D}^2/3$ et l'opérateur $J_Z^2 - \mathbf{J}^2/3$, on doit se limiter à un sous-espace vectoriel de multiplicité de j donné (de dimension $2j+1$).

Pour le calcul de $\langle \tau; j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(k)} | \tau; j, m \rangle$, on peut se référer à la formule donnée par Messiah [54] (page 924) :

$$\langle \tau; j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(k)} | \tau; j, m \rangle = (-1)^{j-m'} \langle \tau; j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(k)} | \tau; j \rangle \begin{pmatrix} j & k & j \\ -m' & 0 & m \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Calcul de $\langle \tau; j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau; j, m \rangle$

Calculons $\langle \tau; j, m' | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau; j, m \rangle$. Les règles de somme pour ce tenseur irréductible s'écrivent : $|j - j| \leq 0 \leq 2j$ et $0 = m' - m$. Ceci impose que $m' = m$. L'équation (A.12) devient donc (pour $j = j'$) :

$$\langle \tau; j, m | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau; j, m \rangle = (-1)^{j-m} \langle \tau; j | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)} | \tau; j \rangle \begin{pmatrix} j & 0 & j \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Avec :

$$\begin{pmatrix} j & 0 & j \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{1}{\sqrt{2j+1}} \quad (\text{A.14})$$

On a finalement :

$$\langle \tau; j, m | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(0)} | \tau; j, m \rangle = \langle \tau; j | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)} | | \tau; j \rangle \frac{1}{\sqrt{2j+1}} \quad (\text{A.15})$$

Calcul de $\langle \tau; j', m | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} | \tau; j, m \rangle$

Ici on a toujours $m'=m$ mais aussi $0 \leq 2 \leq 2j$. L'équation (A.12) s'écrit :

$$\langle \tau; j', m | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} | \tau; j, m \rangle = (-1)^{j-m} \langle \tau; j' | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} | | \tau; j \rangle \begin{pmatrix} j' & 2 & j \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

En considérant que pour $j = j'$ on a :

$$\begin{pmatrix} j & 2 & j \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{3(m^2 - j(j+1)/3)}{\sqrt{j(j+1)(2j-1)(2j+1)(2j+3)}} \quad (\text{A.17})$$

On trouve finalement :

$$\langle \tau; j, m | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_0^{(2)} | \tau; j, m \rangle = \frac{3(m^2 - j(j+1)/3) \langle \tau; j | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} | | \tau; j \rangle}{\sqrt{j(j+1)(2j-1)(2j+1)(2j+3)}} \quad (\text{A.18})$$

Calcul de $\langle \tau; j | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)} | | \tau; j \rangle$

Dans ce qui suit, on donne le développement pour des j entiers ($(-1)^{2j} = 1$).

$$\begin{aligned} \langle \tau; j | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(0)} | | \tau; j \rangle &= -S_{-1} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 0 \\ j & j & j-1 \end{matrix} \right\} + S_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 0 \\ j & j & j \end{matrix} \right\} \\ &\quad - S_{+1} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 0 \\ j & j & j+1 \end{matrix} \right\} \\ &= \frac{-1}{\sqrt{3}\sqrt{2j+1}} \sum_{\delta} S_{\delta} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Calcul de $\langle \tau; j | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} | | \tau; j \rangle$

$$\begin{aligned} \langle \tau; j | | [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} | | \tau; j \rangle &= \sqrt{5} \left[-S_{-1} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ j & j & j-1 \end{matrix} \right\} + S_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ j & j & j \end{matrix} \right\} \right. \\ &\quad \left. - S_{+1} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 2 \\ j & j & j+1 \end{matrix} \right\} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

D'où :

$$\begin{aligned} \langle \tau; j || [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(2)} || \tau; j \rangle = & \frac{1}{\sqrt{6}} \left[-S_{-1} \sqrt{\frac{(j+1)(2j+3)}{j(2j-1)(2j+1)}} + S_0 \frac{\sqrt{j(j+1)(2j-1)(2j+1)(2j+3)}}{j(j+1)(2j+1)} \right. \\ & \left. - S_1 \sqrt{\frac{j(2j-1)}{(2j+1)(j+1)(2j+3)}} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Calcul de $\langle \tau; j, m' || [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(1)} || \tau; j, m \rangle$ et règle de sommation

Les propriétés de symétrie de l'opérateur $\mathbf{D}^2 + \mathbf{D}_Z^2$ imposent $[\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]_m^{(1)} = 0$. Ceci permet d'écrire directement $\langle \tau; j || [\mathbf{D}^{(1)} \otimes \mathbf{D}^{(1)}]^{(1)} || \tau; j \rangle = 0$. En se basant sur l'équation (A.6), on peut donc écrire :

$$-\sqrt{3} \left[-S_{-1} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j & j & j-1 \end{matrix} \right\} + S_0 \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j & j & j \end{matrix} \right\} - S_{+1} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & 1 \\ j & j & j+1 \end{matrix} \right\} \right] = 0 \quad (\text{A.22})$$

Ce qui, en développant le calcul nous donne :

$$-S_{-1} \left(-\sqrt{\frac{j+1}{6j(2j+1)}} \right) + S_0 \frac{1}{\sqrt{6j(j+1)(2j+3)}} - S_{+1} \sqrt{\frac{j}{6(j+1)(2j+1)}} = 0 \quad (\text{A.23})$$

On retrouve donc après simplification la relation de sommation utilisée dans l'équation (A.9) :

$$(j+1)S_{-1} + S_0 - jS_{+1} = 0 \quad (\text{A.24})$$

Annexe B

Définition de l'indice du milieu

Le propos de cette annexe est de définir la notion d'indice de milieu dans le cadre de l'équation de Schrödinger (cas non relativiste). La possibilité de définir un indice du milieu peut se faire dans les deux cas présentés dans le chapitre (4) à savoir le cas d'un paquet d'onde se propageant dans un potentiel comobile selon l'axe (Ox) et dans le cas d'une onde évanescente de matière.

L'expression générale de la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi(x,t) = \int_0^{+\infty} dk \rho(k) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega(k)t)} \quad (\text{B.1})$$

La définition de l'origine des énergies est, dans le cas non relativiste, liée à un choix de jauge. De ce fait, l'énergie d'un paquet d'onde s'écrit $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} + E_0$ avec E_0 une constante arbitraire. La vitesse de phase $v_\varphi = \frac{1}{\hbar} \frac{E(k)}{k}$ ne peut être déterminée sans ambiguïté. Cependant, cette détermination a peu d'importance réelle car la description du phénomène de réfraction négative aux interfaces (délimitées par les temps de début/coupe du potentiel comobile (voir 4.5.1) n'est subordonnée qu'à la bonne définition du vecteur d'onde atomique \vec{k} .

B.1 Définition de l'indice dans le cas d'un potentiel comobile

Un potentiel comobile $V(x,t)$ se propageant selon l'axe (Ox) a l'expression :

$$V(x,t) = \begin{cases} mg\mu_B B_0 e^{(-t/\tau)} S(t) \cos(\frac{2\pi x}{\Lambda}) & \text{si } t \in [0, \tau_1] \\ 0 & \text{si } t \in [\tau_1, +\infty[\end{cases} \quad (\text{B.2})$$

où τ et τ_1 sont les constantes de temps de l'impulsion comobile, et B_0 l'amplitude maximale du champ magnétique. Rappelons que l'écart à la trajectoire selon l'axe du potentiel comobile est déterminé par l'équation (4.34). On écrit donc les trajectoires selon les axes (Ox) et (Oz) comme suit :

$$\begin{cases} x(t) &= \frac{\hbar((k_0)_x)^2}{M}t + \delta x(t) \\ z(t) &= (v_0)_z t \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

d'où l'expression des trajectoires approchées (dans l'approximation de la phase stationnaire) :

$$\begin{cases} x(t) \approx v_0 \theta_{in} t - \frac{2\pi}{M\Lambda} \int_0^{\tau_1} dt' t' mg\mu_B B_0 e^{(-t'/\tau)} \sin(2\pi v_0 \theta_{in} t' / \Lambda) \\ z(t) \approx (v_0)_z t \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

avec v_0 la vitesse initiale du paquet d'onde. Nous avons déjà vu que pour $t > \tau_1$, l'écart à la trajectoire initiale $\delta x(t)$ converge vers une valeur finie. Par conséquent, la trajectoire de sortie est parallèle à la trajectoire d'entrée (dans le cas où $\tau_1 > \tau$) et le pulse comobile agit comme une lame à faces parallèles. Supposons que l'angle d'incidence θ_{in} soit défini tel que :

$$\frac{2\pi v_0 \theta_{in} \tau_1}{\Lambda} \ll 1 \text{ rad} \quad (\text{B.5})$$

on en déduit la valeur maximale de l'angle d'incidence :

$$\theta_{in} \ll \frac{\Lambda}{2\pi v_0 \tau_1} \quad (\text{B.6})$$

Dans le cas des simulations numériques effectuées précédemment (voir paragraphe (4.5.1)), pour des atomes d'Ar* (3P_2) de vitesse initiale $v_0 = 20 \text{ m/s}$, $\Lambda = 5 \text{ mm}$ et $\tau_1 = 1.8 \text{ ms}$ on calcule une valeur limite $(\theta_{in})_{max} = 22 \text{ mrad}$ de l'angle d'incidence. Cette condition sur l'angle d'incidence, s'impose aussi dans le cadre de la définition du phénomène de rebroussement dans le temps et la description du rétrécissement de la largeur du paquet d'onde [50]. Donc, moyennant cette condition sur l'angle d'incidence, le décalage $\delta x(t)$ par rapport à la trajectoire initiale s'écrit :

$$\delta x(t) \approx \frac{-1}{M_{Ar*}} \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2 mg\mu_B B_0 v_0 \theta_{in} \int_0^{\tau_1} dt' t'^2 e^{-t'/\tau} \quad (\text{B.7})$$

La déviation du rayon lumineux dans une lame à faces parallèles classique, d'épaisseur e et d'indice positif n (voir figure (B.1 (a))), est donnée par l'équation (B.8)

$$\delta x(t) = -e \theta_{in} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (\text{B.8})$$

Par analogie entre les équations (B.8) et (B.7) on en déduit une expression analytique de l'indice dans un potentiel comobile à une dimension $V(x,t)$:

$$\frac{1}{n} = 1 - mg\mu_B B_{max} \frac{1}{\tau_1 M_{Ar*}} \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2 [2\tau^3 - e^{-\tau_1/\tau} \tau (2\tau^2 + 2\tau\tau_1 + \tau_1^2)] \quad (\text{B.9})$$

Il est clair que pour des amplitudes suffisamment élevées du champ magnétique on peut avoir un indice négatif. La figure (B.2) nous montre l'effet du champ magnétique sur

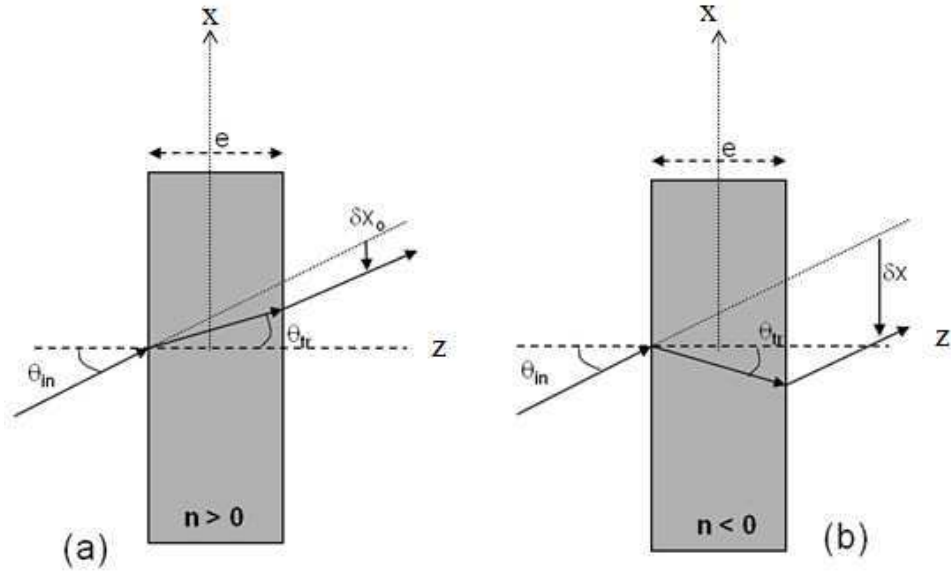


Figure B.1 — La figure (a) représente la déviation par rapport à la trajectoire non déviée d'un rayon dans une lame à faces parallèles d'épaisseur e et d'indice n_0 . La figure (b) explicite cette même déviation dans le cas d'un pulse comobile satisfaisant la condition $\theta_{in} \ll 40 \text{ mrad}$.

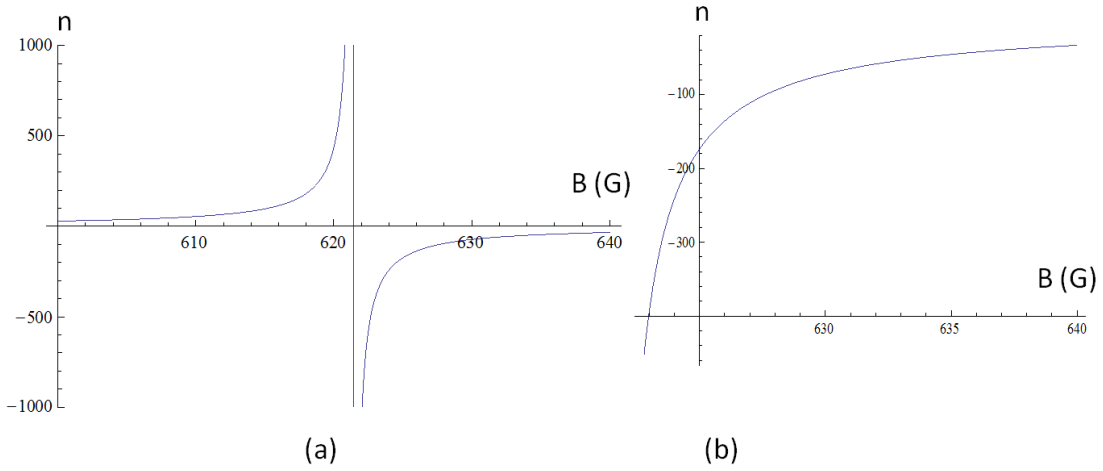


Figure B.2 — (a) Evolution de l'indice du milieu dans un potentiel comobile pour un champ magnétique variant de 600 à 640 Gauss. (b) Indice négatif pour un champ magnétique $B_0 > 622 \text{ G}$.

l'indice dans l'approximation de l'équation (B.6). On observe un indice qui devient négatif pour des valeurs de $B > 622 \text{ G}$.

La singularité en $B_0 = 622 \text{ G}$, apparaît naturellement en considérant les lois de la réfraction. En effet, Pour un champ magnétique $B < 622 \text{ G}$, on écrit (pour un angle

d'incidence $\theta_{in} \ll 1 \text{ rad}$) l'indice du milieu comme $n(B_0) \approx \frac{\theta_{in}}{\theta_{tr}}$. L'angle θ_{tr} étant orienté dans le sens trigonométrique (positif par convention), on obtient donc une réfraction positive. A l'inverse, dans le cas d'une réfraction négative ($B_0 > 622 \text{ G}$), l'angle de réfraction sera négatif. Au basculement entre réfraction positive et réfraction négative, *i.e.* $B_0 = 622 \text{ G}$, il est normal que l'indice diverge. En effet, pour cette valeur bien précise de champ magnétique, on a une singularité pour la raison que l'angle de réfraction s'annule. La figure (B.3) illustre le changement de pente du rayon réfracté pour un angle $\theta_{tr0} = 0$ dans le cas d'une lame à faces parallèles équivalente à l'action du potentiel comobile $V(x,t)$.

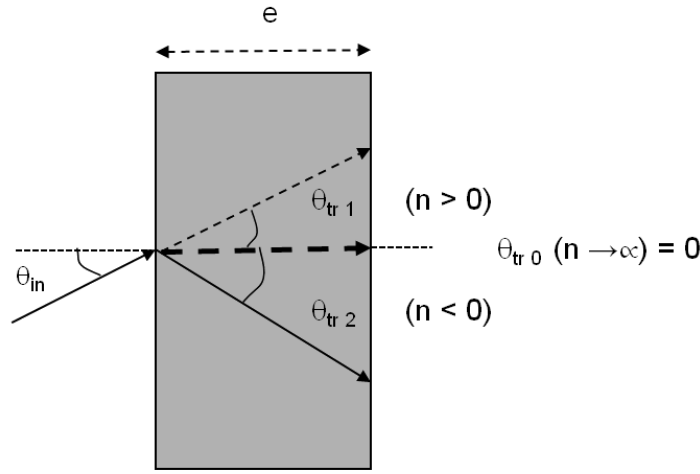


Figure B.3 — Rayons réfractés dans une lame à faces parallèles équivalente à l'action du potentiel comobile $V(x,t)$. L'épaisseur de la lame à faces parallèles $e = \frac{\hbar k_{0x}}{M_{Ar*}} \tau_1$. Si $n > 0$, l'angle de réfraction $\theta_{tr1} > 0$ (rayon supérieur en pointillés). Si $n < 0$, $\theta_{tr2} < 0$ (rayon inférieur en trait plein). Enfin, $\theta_{tr0} = 0$ pour $n \rightarrow \infty$.

Noter également que la complète équivalence du potentiel comobile et d'une lame à faces parallèles garantit l'indépendance de l'effet de réfraction négative à l'égard de la forme du paquet d'onde incident.

B.2 Définition de l'indice dans le cas d'une barrière de potentiel

On se pose à présent la question de la définition de l'indice dans le cas d'une barrière de potentiel définie pour les $x > 0$ comme suit :

$$V_0(x) = \begin{cases} \frac{2m}{\hbar} a_0^2 & \text{pour } x > 0 \\ 0 & \text{pour } x < 0 \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Nous supposons la constante positive $a_0 < k_{in}$ avec $k_{in} = \left\| \vec{k}_{in} \right\|$ le module

du vecteur d'onde du paquet incident. On note Ψ_{in} , Ψ_{re} et Ψ_{tr} les fonctions d'onde incidente, réfléchie et transmise.

La condition de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée à l'interface de la barrière de potentiel ($z=0$) impose que la partie donnant l'évolution temporelle soit commune aux trois fonction d'onde, et ce, quelque soit le choix de jauge en raison de la conservation de l'énergie totale (*i.e.* quelque soit la valeur de la constante E_0 introduite plus haut, $\omega(k) = E/\hbar$ est commune à Ψ_{in} , Ψ_{re} et Ψ_{tr} dans l'équation (B.1)).

En supposant que les relations de continuité soient valables à l'origine des coordonnées O, alors elles doivent aussi être vérifiées en tout point $M(\vec{r})$ du plan $x = 0$ (*i.e.* le plan (xOy)). Ceci implique que les trois fonctions d'onde Ψ_{in} , Ψ_{re} et Ψ_{tr} sont multipliées par des facteurs $e^{i\vec{k}_{in} \cdot \vec{r}} = e^{i\vec{k}_{re} \cdot \vec{r}} = e^{i\vec{k}_{tr} \cdot \vec{r}}$ d'où la projection des vecteurs \vec{k}_{in} , \vec{k}_{re} et \vec{k}_{tr} sont égales (*i.e.* $\vec{k}_{in} - (k_{in})_x = \vec{k}_{re} - (k_{re})_x = \vec{k}_{tr} - (k_{tr})_x$) et ce pour tout vecteur \vec{r}_\perp du plan (xOy).

Ecrivons à présent la conservation de l'énergie :

$$E_0 + \frac{\hbar^2 k_{in}^2}{2m} = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{re}^2}{2m} = E_0 + V_0 + \frac{\hbar^2 k_{tr}^2}{2m} \quad (B.11)$$

De l'équation précédente, on déduit que :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{in} = k_{re} \\ et \\ k_{tr} = \sqrt{k_{in}^2 - a_0^2} \end{array} \right. \quad (B.12)$$

De l'équation (B.12), on déduit les lois de la réflexion ($\theta_{in} = \theta_{re}$) et de la réfraction ($\sin\theta_{in} = n \sin\theta_{tr}$) avec :

$$n = \sqrt{1 - \frac{a_0^2}{k_{in}^2}} = \sqrt{1 - \frac{V_0}{E_{in}}} \text{ avec } E_{in} = \frac{\hbar^2 k_{in}^2}{2m} \quad (B.13)$$

et $k_{in} = n k_{tr}$.

Examinons le phénomène du point de vue de la phase. La phase du paquet d'onde en propagation libre (dans le demi-espace $x < 0$) est donnée par :

$$\Phi(\vec{r}, t) = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \quad (B.14)$$

On peut connaître les trois composantes du mouvement du paquet d'onde en utilisant l'approximation de la phase stationnaire selon laquelle il existe un vecteur d'onde \vec{k}_0 tel que :

$$\vec{\nabla}_k \Phi(x, t) \big|_{\vec{k}_0} = 0 \quad (B.15)$$

Ce qui entraîne que :

$$\vec{r} = \frac{\hbar \vec{k}_0}{m} t = \vec{v}_g t \quad (B.16)$$

où $v_g = \frac{\hbar k_0}{m}$ est la vitesse de groupe dans la zone ($x > 0$).

Le potentiel statique V_0 ajoute un déphasage $\varphi(k_{tr}, t)$ qui vient s'additionner à la phase de propagation libre (equation (B.14)) ce qui nous donne la phase Φ' :

$$\Phi'(\vec{r}, t) = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi(k_{tr}, t) \quad (\text{B.17})$$

Le potentiel V_0 n'agissant que sur l'axe (Oz), il ne va introduire un déphasage que sur la composante z du vecteur \vec{k}_{tr} . Ainsi, en appliquant l'approximation de la phase stationnaire (équation (B.17)) on obtient l'expression de la trajectoire :

$$\begin{cases} x(t) = \frac{\hbar k_{0x}}{m} t \\ y(t) = \frac{\hbar k_{0y}}{m} t \\ z(t) = \frac{\hbar k_{0z}}{m} t - \partial_{k_z} \varphi]_{k_{0z}} \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

La nouvelle vitesse de groupe dans la barrière de potentiel s'écrit donc :

$$v'_g = \frac{\hbar k_0}{m} - \partial_t \partial_{k_z} \varphi]_{k_{0z}} \quad (\text{B.19})$$

Il nous suffit, donc pour faire le lien avec les lois de la réflexion et de la réfraction, de dire que $\vec{k}_0 = \vec{k}_{in}$ et poser $\vec{v}'_g = \frac{\hbar \vec{k}_{tr}}{m}$. En notant aussi que ($k_{trx} = k_{inx}$) on écrit les vecteurs d'onde :

$$\vec{k}_{in} = \begin{pmatrix} k_{inx} \\ k_{iny} \\ k_{inz} \end{pmatrix} \quad (\text{B.20})$$

$$\vec{k}_{tr} = \begin{pmatrix} k_{trx} \\ k_{try} \\ k_{inz} - \frac{m}{\hbar} \partial_t \partial_{k_z} \varphi]_{k_{0z}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{inx} \\ k_{iny} \\ k_{inz} - \frac{m}{\hbar} \partial_t \partial_{k_z} \varphi]_{k_{0z}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.21})$$

En utilisant l'équation de conservation de l'énergie totale :

$$|k_{tr}|^2 = |k_{in}|^2 - a_0^2 \quad (\text{B.22})$$

On en déduit l'équation suivante :

$$\partial_t \partial_{k_z} \varphi]_{k_{inz}} = \frac{\hbar}{m} \left(\sqrt{k_{tr}^2 - a_0^2} - k_{tr} \right) \quad (\text{B.23})$$

D'où l'expression du déphasage ajouté par cette barrière de potentiel :

$$\varphi(k_{tr}, t) = \frac{\hbar t}{2m} \left(k_{tr} \sqrt{k_{tr}^2 - a_0^2} - a_0^2 \text{Log} \left[\frac{\sqrt{k_{tr}^2 - a_0^2} + k_{tr}}{a_0} \right] \right) \quad (\text{B.24})$$

Bibliographie

- [1] H.B.G. CASIMIR et P. POLDER, “The influence of retardation on the london-van der waals forces”. *Phys. Rev.* **73** (4), 360–372 (1948).
- [2] C.I. SUKENIK, M. G. BOSHIER, D. CHO, V. SANDOGHDAR et E. A. HINDS, “Measurement of the casimir-polder force”. *Phys. Rev. Lett.* **70** (5), 560–563 (1993).
- [3] F. SHIMIZU, “Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface”. *Phys. Rev. Lett.* **86** (6), 987–990 (2001).
- [4] J.C. KARAM, N. WIPF, J GRUCKER, PERALES, M. F. BOUSTIMI, G. VASSILEV, V. BOCVARSKI, C. MAINOS, J. BAUDON et J. ROBERT, “Atom diffraction with a natural metastable atom nozzle beam”. *J. Phys. B. : At; Mol. Opt. Phys.* **38**, 2691 (2005).
- [5] R.E. GRISENTI, W. SCHÖLLKOPF et J.P. TOENNIES, “Determination of atom-surface van der waals potentials from transmission-grating diffraction intensities”. *Phys. Rev. Lett.* **83** (9), 1755–1758 (1999).
- [6] S. LEPOUTRE, H. JELASSI, V. P. A. LONIJ, G. TRÉNEC, M. BÜCHNER, A. D. CRONIN et J. VIGUÉ, “Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions”. *Euro. Phys. Lett.* **88** (2), 20 002 (2009).
- [7] M. BOUSTIMI, *Atomes métastables dans les potentiels extérieurs : potentiels magnétiques en interférométrie atomique ; interaction de van der Waals non-diagonale avec une surface*. Thèse de doctorat, Univ. Paris 13 Nord, Laboratoire de Physique des Lasers (2000).
- [8] M. BOUSTIMI, B. VIARIS DE LESEGNO, J. BAUDON, J. ROBERT et M. DUCLOY, “Atom symmetry break and metastable level coupling in rare gas atom-surface van der Waals interactions”. *Phys. Rev. Lett.* **86** (13), 2766–2769 (2001).
- [9] J.C. KARAM, J GRUCKER, M. BOUSTIMI, F. PERALES, V. BOCVARSKI, J. BAUDON, G. VASSILEV, J. ROBERT et M. DUCLOY, “van der Waals - Zeeman transitions of metastable neon atoms passing through a micro - slit copper grating”. *Euro. Phys. Lett.* **74** (1), 474 (2006).
- [10] J. PENDRY, “Negative refraction makes a perfect lens”. *Phys. Rev. Lett.* **85** (18), 3966 (2000).

- [11] G.B. KISTIAKOWSKY et W.P. SLICHTER, "A high intensity source for the molecular beam. part ii. experimental". *Rev. Sci. Instr.* **22**, 333 (1951).
- [12] R. CAMPARGUE, "Process in overexpanded supersonic jets and skimmed molecular beams in free-jet zone of silence". *J. Phys. Chem.* **88**, 4466 (1984).
- [13] B. BRUTSCHY et H. HABERLAND, "A high-intensity beam of metastable helium atoms with good velocity resolution". *J. Phys. E* **10**, 90 (1977).
- [14] S.L. GUBERMAN et W.A. GODDARD III, "Nature of the excited states of He₂". *Phys. Rev. A* **12**, 1203 (1975).
- [15] F.T. SMITH, D.C. LORENTS, W. ALBERTH et R.P. MARCHI. *Phys. Rev. Lett.* **14**, 776 (1965).
- [16] J. BAUDON, M. ABIGNOLI, M. BARAT et A. PERNOT, "Elastic differential cross sections in He⁺- He collisions (680 ev - 3100 ev)". *Phys. Lett. A* **25** (7), 564 (1967).
- [17] HEATWAVE LABS, "Cathodes and Electron Guns" (Avril 2010). www.cathode.com.
- [18] J. GRUCKER, J. BAUDON, F. PERALES, G. DUTIER, G. VASSILEV, V. BOCVARSKI et M. DUCLOY, "Study of low-energy resonant metastability exchange in argon by a pulsed merging beam technique". *J. Phys. B.* **41** (2), 1001 (2008).
- [19] J. GRUCKER, *Expériences d'optique atomique cohérente ou non avec un jet superfin d'atomes métastables de gaz rares*. Thèse de doctorat, Univ. Paris 13 Nord, Laboratoire de Physique des Lasers (2007).
- [20] W. D. PHILLIPS et H. METCALF, "Laser deceleration of an atomic beam". *Phys. Rev. Lett.* **48** (9), 596 (1982).
- [21] ROENTDEK, "MCP-delay line detector manual" (Novembre 2009). www.roentdek.com.
- [22] IYAS ISMAIL, *Développement d'un détecteur sans temps mort sensible en temps et en position : Application à l'étude des collisions de petits agrégats d'argon Ar_n⁺ sur une cible d'argon*. Thèse de doctorat, Univ. Paris XI (2005).
- [23] M. SCHELLEKENS, *L'effet Hanbury-Brown et Twiss pour les atomes froids*. Thèse de doctorat, Univ. Paris XI (2007).
- [24] R. BLATT, W. ERTMER, P. ZOLLER et J.L. HALL, "Atomic-beam cooling : A simulation approach". *Phys. Rev. A* **34** (4), 3022 (1986).
- [25] V. E. LEMBESSIS, M. BABIKER, C. BAXTER et R. LOUDON, "Theory of radiation forces and momenta for mobile atoms in light fields". *Phys. Rev. A* **48** (2), 1594 (1993).
- [26] A. M. ABOURABIA et E.R. HASSEB, "Deceleration of atoms in an n-photon process by means of a laser-travelling wave in the Dirac representation". *Chaos, Solitons and Fractals* **12** (12), 2295 (2001).
- [27] T.E.. BARRETT, S. W. DAPORE-SCHWARTZ, M. D. RAY et G.P. LAFYATIS, "Slowing atoms with σ^- polarized light". *Phys. Rev. Lett.* **67** (25), 3484 (1986).

- [28] F. LISON, P. SCHUH, D. HAUBRICH et D. MESCHÉDE, “High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam”. *Phys. Rev. A* **61** (1), 013 405 (1999).
- [29] J. G. C. TEMPELAARS, R. J. W. STAS, P. G.M. SEBEL, H. C. W. BEIJERINCK et E. J. D. VREDENBREGT, “An intense, slow and cold beam of metastable Ne(3s) 3P_2 atoms”. *Eur. Phys. J. D* **18** (1), 113 (2002).
- [30] C. SLOWE, L. VERNAC et L. VESTERGAARD HAU, “High flux source of cold rubidium atoms”. *Review of Scientific Instruments* **76** (10), 103 101 (2005).
- [31] J. RAMIREZ-SERRANO, W. DEGRAFFENREID et J. WEINER, “Polarization-dependent spectra in the photodissociative ionization of cold atoms in a bright sodium beam”. *Phys. Rev. A* **65**, 052 719 (2002).
- [32] J. RAMIREZ-SERRANO, W. DEGRAFFENREID et J. WEINER, “Beam-loss spectroscopy of cold collisions in a bright sodium beam”. *Phys. Rev. A* **69**, 042 708 (2004).
- [33] H. J. METCALF et P. VAN DER STRATEN, *Optical cooling and trapping*. Springer-Verlag New York Inc (revised edition 2001).
- [34] N. PAPAGEORGIOU, *Spectroscopie de réflexion à très haute résolution sur la vapeur de Césium : déplacement collisionnel, structure Zeeman et effets de saturation sur la raie D_2* . Thèse de doctorat, U. Paris 13 Nord, Laboratoire de Physique des Lasers (1994).
- [35] R. BRÜHL, P. FOUQUET, R.E. GRISENTI, J.P. TOENNIES, G.C. HEGERFELDT, T. KÖHLER, M. STOLL et C. WALTER, “The van der waals potential between metastable atoms and solid surfaces : Novel diffraction experiments vs. theory”. *Euro. Phys. Lett.* **59** (3), 357 (2002).
- [36] PIERRE PERNÈS, *Introduction à la mécanique des milieux déformables - Elements de calcul tensoriel*. Cemagref editions (2003).
- [37] E. D. PALIK, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press (1985).
- [38] J.-C. KARAM, *Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique*. Thèse de doctorat, Univ. Paris 13 Nord, Laboratoire de Physique des Lasers (2005).
- [39] H. LAMB, “On group-velocity”. *London Math. Soc.* **2** (1), 473 (1904).
- [40] V. G. VESELAGO, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ”. *Sov. Phys. Usp.* **10** (4), 509 (1968).
- [41] D. R. SMITH et N. KROLL, “Negative refractive index in left-handed materials”. *Phys. Rev. Lett.* **85** (14), 2933 (2000).
- [42] S. FOTEINOPOULOU, E. N. ECONOMOU et C. M. SOUKOULIS, “Refraction in media with a negative refractive index”. *Phys. Rev. Lett.* **90** (10), 107 402 (2003).
- [43] A. GRBIC et G.V. ELEFThERIADES, “Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens”. *Phys. Rev. Lett.* **92** (11), 117 403 (2004).
- [44] A. GRBIC et G.V. ELEFThERIADES, “Growing evanescent waves in negative-refractive-index transmission-line media”. *Applied Physics Letters* **82** (12), 1815–1817 (2003).

- [45] L. LIU, CH. CALOZ, C. CHANG et T. ITOH, “Forward coupling phenomena between artificial left-handed transmission lines”. *Journal Of Applied Physics* **92** (9), 5560 (2002).
- [46] J. BAUDON, M. HAMAMDA, J. GRUCKER, M. BOUSTIMI, F. PERALES, G. DUTIER et M. DUCLOY, “Negative-index media for matter-wave optics”. *Phys. Rev. Lett.* **102** (14), 140 403 (2009).
- [47] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique quantique Tome 1*. Hermann (1997).
- [48] R. MATHEVET, K. BRODSKY, B.J. LAWSON-DAKU, CH. MINIATURA, J. ROBERT et J. BAUDON, “Atomic interferences in a comoving magnetic field”. *Phys. Rev. A* **56** (4), 2954 (1998).
- [49] R. MATHEVET, K. BRODSKY, B.J. LAWSON-DAKU, CH. MINIATURA, J. ROBERT et J. BAUDON, “Genericity property of comoving potentials”. *Phys. Rev. A* **61** (3), 033 604 (2000).
- [50] M. HAMAMDA, F. PERALES, G. DUTIER, C. MAINOS, J. BAUDON, M. BOUSTIMI et M. DUCLOY, “Time reversal in matter-wave optics”. *Eur. Phys. J. D* **61** (2), 321 (2011).
- [51] A. BALTUSKA, Z. WEI, M.S. PSHENICHNIKOVAND et D.A. WIERSMA, “Optical pulse compression to 5 fs at a 1-Mhz repetition rate”. *Optics Letters* **22** (2), 102 (1997).
- [52] S. LAKO, J. SERES, P. APAI, J. BALAZS, R.S. WINDELER et R. SZIPOCS, “Pulse compression of nanojoule pulses in the visible using microstructure optical fiber and dispersion compensation.” *Appl. Phys. B* **76** (3), 267 (2003).
- [53] M. HAMAMDA, V. BOCVARSKI, F. PERALES, J. BAUDON, G. DUTIER, C. MAINOS, M. BOUSTIMI et M. DUCLOY, “Dynamics of evanescent matter waves in negative-index media”. *J. Phys. B.* **43** (21), 215 301 (2010).
- [54] A. MESSIAH, *Mécanique quantique - Tome II*. Dunod (1964).
- [55] E.U. CONDON et H. ODABAÇI, *Atomic structure*. Cambridge University Press (1980).
- [56] J.C. KARAM, J. BAUDON, F. PERALES, M. DUCLOY et J. ROBERT, “A gravity field sensitive interferometer using van der waals interaction induced transitions as beamsplitters”. *Proc. 38th rencontres de Morinod on gravitationnal waves and experimental gravity, Les arcs, France* (2003).
- [57] M. AYMAR et M. COULOMBE, “Theoretical transition probabilities and lifetimes in Kr I and Xe I spectra”. *Atomic data and nuclear tables* **21**, 537–566 (1978).
- [58] NIST, “Nist atomic spectra database lines form” (Avril 2011). http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html .
- [59] K. KREBS, “Application of the intermittent light method to the study of excited atomic states”. *Z. Phys.* **101**, 604–642 (1936).
- [60] J. B. SHUMAKER JR. et C. H. POPENOE, “Experimental transition probabilities for the ar I 4s-4p array”. *J. Opt. Soc. Am* **57** (1), 8 (1967).

-
- [61] W.E. ERNST et E. SCHULZ-GULDE, “Transition probabilities for kr I line from wall-stabilised arc measurement”. *Physica C* **93** (1), 136–144 (1978).
- [62] D. A. LANDMANN, “Lifetimes and alignment depolarization cross sections of the $(4p^55p) \ ^1D'_2$ and $\ ^3D_3$ ”. *Phys. Rev. A* **8** (4), 1868 (1973).
- [63] J. SABBAGH et N. SADEGHI. *J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer.* **17**, 297 (1977).